

SÉRIE A, N° 1332

N° D'ORDRE :

2201

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jean MENDOUSSE

Ancien Élève de l'Ecole Normale Supérieure
Agrégré de Physique.

1^{re} THÈSE. — RÉALISATION DE L'ÉCHELLE INTERNATIONALE DES
HAUTES TEMPÉRATURES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 19 Octobre 1931 devant la Commission d'examen

MM. H. ABRAHAM *Président.*

CH. FABRY

R. LESPIEAU.....

G. RIBAUD.....

} *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1931



Digitized by the Internet Archive
in 2026

SÉRIE A, N° 1332

N° D'ORDRE :

2201

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jean MENDOUSSE

Ancien Élève de l'Ecole Normale Supérieure
Agrégré de Physique.

1^{re} THÈSE. — RÉALISATION DE L'ÉCHELLE INTERNATIONALE DES
HAUTES TEMPÉRATURES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **Octobre 1931** devant la Commission d'examen

MM. H. ABRAHAM	<i>Président.</i>
CH. FABRY	} <i>Examineurs.</i>
R. LESPIEAU	
G. RIBAUD	

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE
120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1931

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen..... C. MAURAIN, *Professeur*, Physique du globe.

Doyen honoraire.... M. MOLLIARD.

Profess. honoraires. { H. LE CHATELIER. A. LEDUC.
H. LEBESGUE. E. HEROUARD.
A. FERNBACH.

<i>Professeurs</i>	ÉMILE PICARD..... Analyse supér. et algèbre supérieure. E. GOURSAT..... Calcul différentiel et calcul intégral. G. KOENIGS..... Mécanique physique et expérimentale. P. JANET..... Electrotechnique générale. F. WALLERANT... Minéralogie. P. PAINLEVÉ..... Mécanique anal. et mécanique céleste. M. CAULLERY..... Zoologie (Evolution des êtres organisés) ÉMILE BOREL..... Calcul des probabilités et phys. mathém. H. ABRAHAM..... Physique. M. MOLLIARD..... Physiologie végétale. E. CARTAN..... Géométrie supérieure. GABRIEL BERTRAND Chimie biologique. JEAN PERRIN..... Chimie physique. L. LAPICQUE..... Physiologie générale. M^{me} P. CURIE..... Physique générale et radioactivité. G. URBAIN..... Chimie minérale. L. MARCHIS..... Aviation. E. VESSIOT..... Théorie des fonct. et th. des transf. A. COTTON..... Physique générale. J. DRACH..... Application de l'analyse à la géométrie. CHARLES FABRY... Physique. R. LESPIEAU..... Théories chimiques. P. PORTIER..... Physiologie comparée. CHARLES PÉREZ... Zoologie. E. BLAISE..... Chimie organique. P.-A. DANGEARD.. Botanique. RÉMY PERRIER... Zoologie (Enseignement P. C. N.). LÉON BERTRAND... Géolog. structurale et géolog. appliquée. E. RABAUD..... Biologie expérimentale. G. JULIA..... Mathématiques générales. PAUL MONTEL.... Mécanique rationnelle. V. AUGER..... Chimie appliquée. P. WINTREBERT.. Anatomie et histologie comparées. O. DUBOSQ..... Biologie maritime. EUGÈNE BLOCH... Physique théorique et phys. céleste. A. MAILHE..... Etude des combustibles. L. LUTAUD..... Géogr. physique et géol. dynamique. HENRI VILLAT... Mécanique des fluides et applications. CH. JACOB..... Géologie. P. PASCAL..... Chimie minérale. LÉON BRILLOUIN.. Théories physiques. E. ESCLANGON... Astronomie. H. BENARD..... Mécanique expérimentale des fluides. C. MAUGUIN..... Minéralogie. L. BLARINGHEM.. Botanique.
---------------------------------	---



E. PÉCHARD.... Chimie (Ens. P. C. N.). A. GUILLET.... Physique. M. GUICHARD... Chimie minérale. A. MICHEL-LEVY Pétrographie. A. DEREIMS.... Géologie. A. DENJOY.... Calcul diff. et int. H. MOUTON.... Chimie physique. A. DUFOUR.... Physique (P. C. N.). L. DUNOYER.... Optique appliquée. M. JAVILLIER... Chimie biologique. ROBERT-LÉVY... Zoologie. A. DEBIERNE... Radioactivité. E. DARMOIS.... Physique. G. BRUHAT.... Physique. A. GUILLIERMOND Botanique (P.C.N.).	F. PICARD..... Zool. (Ev. êtres org.). L. JOLEAUD..... Paléontologie. M. FRECHET.... Calcul des probabilités et phys. mathém. M^{me} RAMART-LUCAS Chimie organique. BEGHIN..... Méc. théor. des fluides. FOCH..... Méc. expér. des fluides. PAUTHENIER... Mécanique des fluides. VILLEY..... Méc. phys. et expér. De BROGLIE.... Théories physiques. LABROUSTE.... Physique du Globe. FREUNDLER.... Chimie (P. C. N.). PRENANT..... Zoologie. P. JOB..... Chimie générale. CHRETIEN..... Optique appliquée.
--	--

Secrétaire..... A. PACAUD

Très respectueusement dédié à mes maîtres

H. ABRAHAM et R. LESPIEAU

A Monsieur G. RIBAUD
Professeur à la Faculté des Sciences de Strasbourg

Hommage de profonde reconnaissance.

RÉALISATION DE L'ÉCHELLE INTERNATIONALE DES HAUTES TEMPÉRATURES

Par JEAN MENDOUSSE

SOMMAIRE. — L'échelle légale des températures supérieures à 1063° C (point de fusion de l'or) a été définie par la Conférence internationale de 1927; si $b_{\lambda T}$ est la brillance du corps noir à la température légale t (degrés centigrades) et pour la longueur d'onde λ (centimètres) on a par convention :

$$\frac{1}{1336} - \frac{1}{t + 273} = \frac{\lambda}{1,432} \cdot \log_e \frac{b_{\lambda t}}{b_{\lambda 1063^\circ \text{C}}}$$

avec la condition $\lambda T < 0,3 \text{ cm. deg.}$: cette équation résulte de la formule de Wien en posant $C_2 = 1,432$ et en admettant 273° C comme température du zéro absolu. Les recherches qui vont être décrites ont eu pour objet de perfectionner les méthodes expérimentales permettant de mesurer les températures définies par l'équation précédente. Elles ont été effectuées dans le laboratoire de Pyrométrie de la Fondation Edmond de Rothschild à l'Institut de Physique de Strasbourg.

Le corps noir au point de fusion de l'or a été réalisé par la méthode du fil et par celle du bain; cette dernière a permis d'établir un appareil de faible inertie, permettant des visées horizontales, et n'ayant jamais donné d'erreur accidentelle supérieure à $\pm 0,15$ degré.

La mesure du rapport des brillances spectrales a été réalisée par un spectro-photomètre à prisme comportant un secteur tournant à fentes fixes. Les fentes du spectroscopie occupent chacune dans le spectre un intervalle de $50 \text{ \AA}$; le dispositif photométrique permet de mesurer la brillance du corps noir au point de fusion de l'or, pour les longueurs d'ondes comprises entre 5000 et 6800 $\text{\AA}$, avec une erreur relative au plus égale à $\pm 1/1000$ environ, et sans exagérer cependant les dimensions du prisme

(il suffit que celui-ci laisse passer un faisceau de 3 à 4 cm. de diamètre). Le secteur tournant permet de mesurer un rapport égal à 100 avec une erreur relative inférieure à $1/1000^e$. Pour les rapports supérieurs à 100, deux mesures successives sont nécessaires.

La précision des appareils précédents a été étudiée expérimentalement au moyen de brillances repères définies par des lampes à ruban de tungstène et des pyromètres à filament disparaissant, dont la construction et l'emploi ont été perfectionnés jusqu'à obtenir, au point de vue de la stabilité comme à celui de la précision, des erreurs inférieures à $1/1000^e$ de la brillance définie, soit $0,1^0$ à 1100^0 C et $0,5^0$ à 2700^0 C.

Ces lampes et ces pyromètres peuvent donc être utilisés avec avantage pour les mesures de températures, sous réserve qu'ils aient été correctement étalonnés par comparaison avec les premiers instruments. Cette comparaison a exigé la mise au point d'un certain nombre de procédés techniques; normalement elle doit être effectuée par l'intermédiaire d'un corps noir, mais il est également possible d'utiliser une lampe à ruban de tungstène, en introduisant des corrections, toujours inférieures au degré.

La production, le réglage et la mesure des courants électriques ont fait l'objet d'une étude spéciale, les variations relatives des brillances étant environ 10 fois plus rapides que celles des courants qui les produisent. En particulier un seul potentiomètre, un seul galvanomètre et une seule résistance étalon peuvent être employés pour le contrôle et la mesure de plusieurs courants simultanés, par la méthode de déviation, avec une erreur relative au plus égale à $1/50\ 000^e$ environ; le nombre des appareils à étalonner est donc réduit au minimum et les procédés d'étalonnage ont été étudiés en vue de réaliser le maximum de simplicité.

La graduation des pyromètres étalonnés que ces travaux ont permis d'établir paraît être exacte à mieux que $0,1^0$ près à 1100^0 C, $0,5^0$ à 1600^0 C et 1^0 à 2500^0 C.

INTRODUCTION

Définition de l'échelle légale des hautes températures.

1. — La septième Conférence des Poids et Mesures, représentant officiellement 31 états signataires de la Convention du Mètre, s'est réunie à Paris en 1927, sous la présidence de M. G. Bigourdan, ancien président de l'Académie des Sciences de l'Institut de France. Elle a adopté, à l'unanimité, dans sa séance du 4 octobre, la proposition suivante émanant de son Comité :

« La Conférence, reconnaissant l'importance pratique de la représentation d'une échelle thermométrique internationale, accepte, à titre provisoire, les repères de température, les formules d'interpolation et les méthodes de mesures proposées d'un commun accord par les trois laboratoires nationaux d'Allemagne, des Etats-Unis d'Amérique et de Grande-Bretagne. »

« Elle recommande aussi que le texte annexé soit maintenu à l'étude dans le programme des Conférences spéciales de thermométrie qui seront tenues sous ses auspices. »

Voici, dans le texte en question, ce qui concerne les hautes températures :

« Au-dessus du point de fusion de l'or, on détermine la température t par la proportion entre l'intensité J_2 des radiations visibles monochromatiques de la longueur d'onde λ en centimètres émises par un corps noir à la température t et l'intensité J_1 des radiations de même longueur d'onde émises par un corps noir au point de fusion de l'or.

« La formule :

$$\log \frac{J_2}{J_1} = \frac{C_2}{\lambda} \left(\frac{1}{1336} - \frac{1}{t + 273} \right)$$

dans laquelle la valeur de C_2 est égale à 1,432 cm. degré sert à définir t lorsque $\lambda(t + 273)$ est inférieur à 0,3 cm. degré. »

Le point de fusion de l'or intervenant dans le texte précédent est défini dans un autre passage.

« Température d'équilibre entre l'or solide et son liquide à la pression d'une atmosphère normale (point de fusion de l'or), 1 063,0 degrés centigrades internationaux. »

Les recherches que je poursuis depuis octobre 1927 au laboratoire de Pyrométrie de la Fondation Edmond de Rothschild, sous la direction de M. le professeur G. Ribaud, ont eu pour but de perfectionner les procédés permettant des mesures conformes à la définition précédente de manière à augmenter leur précision et leur exactitude. Mais en raison des difficultés de telles mesures et de l'outillage qu'elles supposent, il y a intérêt à les utiliser pour étalonner des appareils plus simples, pyromètres et lampes à rubans de tungstène, qui ensuite conserveront, matérialisée sous une forme pratique, l'échelle légale des températures. De plus de tels appareils sont indispensables pour contrôler la précision des premiers, à condition d'être eux-mêmes suffisamment précis. Là-aussi de nombreux perfectionnements ont été nécessaires et c'est seulement dans la dernière année de mes recherches que j'ai pu obtenir des résultats satisfaisants.

CHAPITRE PREMIER

LE CORPS NOIR AU POINT DE FUSION DE L'OR

2. — Le corps noir au point de fusion de l'or peut être réalisé par les deux méthodes classiques : méthode du fil et méthode du bain. La première ⁽¹⁾ consiste à placer l'enceinte servant de corps noir dans un four à température suffisamment uniforme, un fil d'or de quelques millimètres étant situé dans le voisinage de la paroi visée, et un dispositif approprié indiquant le moment où se produit la fusion de ce fil, lorsqu'on élève la température ; à ce moment l'enceinte est à la température de fusion de l'or ; si en outre un dispositif auxiliaire (par exemple un couple thermoélectrique) permet de repérer la température au moment de la fusion, il est ensuite possible de maintenir le four dans l'état où il était à ce moment, et de faire des mesures photométriques tout à loisir.

La seconde méthode ⁽²⁾ consiste à placer l'enceinte dans un bain du métal étudié (ici l'or) dont la grande conductibilité uniformise la température sans que de grandes précautions soient nécessaires ; en raison de la grande masse métallique,

⁽¹⁾ HOFFMANN et MEISSNER [*Ann. der Phys.*, 60 (1919), 201] ; FLEURY [*Ann. de Phys.*, 5 (1926), 265] ; BRODHUN et HOFFMANN [*Zts. f. Phys.*, 37 (1926), 137] ; FAIRCHILD, HOOVER et PETERS [*Bur. St.*, 2 (1929), 931].

⁽²⁾ Proposée par BLONDEL [*Eclairage Electrique*, 8 (1896), 341], WAIDNER et BURGESS [*El. World*, 52 (1908)]. Utilisée par HOFFMANN et MEISSNER [*Ann. der Phys.*, 60 (1919)] ; FAIRCHILD, HOOVER et PETERS [*Bur. St.* 2 (1929), 943].

il est facile de prolonger très longtemps les paliers de fusion ou solidification, et même de maintenir la température indéfiniment égale à celle du changement d'état, en agissant convenablement sur le chauffage ; on a donc ici aussi tout le loisir de faire les mesures photométriques les plus précises. Les causes d'erreur intervenant dans ces deux méthodes (ouverture non négligeable du corps noir, uniformité insuffisante de la température, etc...) ont fait l'objet d'études et de formules maintenant classiques ⁽¹⁾.

Essais suivant la méthode du fil.

3. Caractéristiques du premier « corps noir ». — C'était un four Heraeus à enroulement de platine, aménagé intérieurement pour les visées pyrométriques, et qui existait déjà au laboratoire. Il est représenté par la figure 1 où l'échelle est

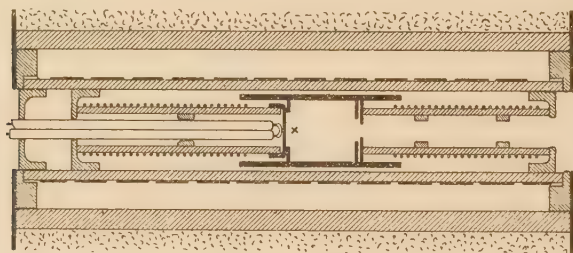


Figure 1.

Dimensions du tube portant l'enroulement de platine : longueur : 40 cm. ; diamètre intérieur : 30 mm. — Dimensions du ruban de platine : largeur 27 mm ; épaisseur : 0,05 mm. — Dimensions de l'enceinte rayonnante en nickel : longueur : 50 mm. ; épaisseur des parois : 1 mm. ; diamètre intérieur : 25 mm. ; diamètre de l'ouverture : 3 mm. — Angle utile : 0,02 radian. — Diamètre extérieur du four : 18 cm. — Consommation donnant une température uniforme de 1336°K : Enroulement principal : 40 v., 14,5 amp. ; Enroulement supplémentaire de gauche : 16 v., 1,18 amp. Enroulement supplémentaire de droite : 15 v., 1,18 amp. — Puissance totale : 618 watts.

⁽¹⁾ G. RIBAUD [*Traité de Pyrométrie*, Paris, 1931].

deux fois plus grande en largeur qu'en longueur. La disposition intérieure est conforme aux principes préconisés par Fleury ⁽¹⁾, mais le four est ouvert dans l'atmosphère au lieu d'être parcouru par un courant d'azote : on évite ainsi les complications provenant, dans ce dernier cas, de la glace de fermeture à travers laquelle se font les visées. Le nickel s'oxyde très lentement, et la couche d'oxyde est légèrement brillante, d'aspect cristallin.

La position la plus favorable des enroulements et des diaphragmes, ainsi que les valeurs des courants, ont été déterminées par tâtonnements. La fig. 2 montre la répartition des

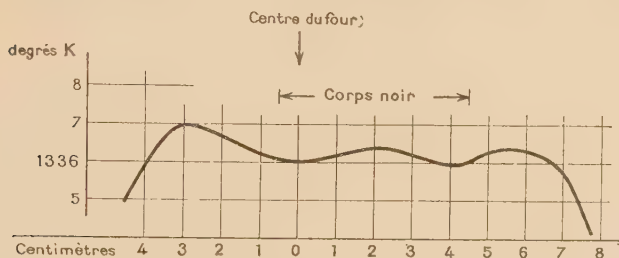


Figure 2.

températures dans l'axe du four, étudiée au moyen d'un couple Pt-Pt.Rh tendu le long de cet axe. La réalisation technique du four était telle que cette étude était extrêmement incommode, et que les résultats en étaient incertains.

L'inertie était très grande, en raison de la grande masse de calorifuge. Après 3 heures de chauffe, dont la moitié à $1\ 100^{\circ}$, la température montait encore lentement et très régulièrement, de 1° en 5 minutes par exemple. Aussi n'attendait-on pas la stabilisation. On diminuait alors le courant de 0,1 amp., ce qui au bout de 2 minutes arrêta la montée de la température ; celle-ci restait stable à $0^{\circ}1$ pen-

⁽¹⁾ *Ann. de Phys.*, 5 (1926), 298. Voir aussi *Fours électriques et Chimie*, Paris (1924), 20, 74, 77.

dant 10 à 15 minutes, puis montait de nouveau. On diminuait encore le courant de 0,1 amp., et ainsi de suite, tant que l'on avait besoin de faire des mesures optiques.

4. Etude de la fusion d'un fil d'or soudé entre les fils d'un couple. — On peut faire à la méthode du fil la critique que la faible masse d'or peut-être facilement souillée, et par suite avoir un point de fusion mal défini. C'est pourquoi j'ai d'abord étudié cette question. Et pour cela j'ai mesuré à de nombreuses reprises et dans des conditions différentes, avec toutes les précautions nécessaires, la f. e. m. donnée par le couple au moment de la fusion.

Le fil d'or, de diamètre variant de 0,1 à 0,6 mm. avait 6 à 7 mm. de long, il était soudé aux extrémités d'un couple Pt-Pt.Rh de 0,6 mm. de diamètre (provenant de la maison Heraeus) par un procédé minutieux, grâce auquel la longueur de fil fondue dans l'exécution de chaque soudure restait inférieure à 1 mm.

Le couple doit être homogène, et il faut le recuire 5 minutes à 1500° C, ce qui, pour un diamètre de 0,6 mm., exige un courant continu de 16,0 amp. pour le platine rhodié et 16,2 amp. pour le platine. La f. e. m. du couple à 1100° C. est alors augmentée de l'équivalent de 4° environ, mais par un recuit mal fait (à trop haute température, dans un bec Bunsen) j'ai obtenu des augmentations équivalant à 10°. Dans l'ouvrage déjà ancien de Burgess et Le Châtelier ⁽¹⁾, ce dernier signale que le seul fait de plier le couple suffit à l'écrourir de façon gênante.

Il est donc prudent de le placer toujours exactement de la même manière dans le four, pour réaliser toujours la même répartition des températures le long des fils. Dans les expé-

⁽¹⁾ *The Measurement of High Temperatures*, London (1910), 104.

riences décrites ici, la position du couple dans le four était définie à mieux que $1/2$ mm. près dans tous les sens.

Les soudures froides étaient maintenues à 0° dans la glace fondante.

La f. e. m. du couple était comparée, par la méthode de déviation (41), à une différence de potentiel fixe fournie par un potentiomètre sans curseur. Sa valeur au point de fusion de l'or était 10 269 microvolts. L'erreur de lecture ne dépassait pas 0,1 microvolt (1° correspondant à $12,5 \mu\text{v.}$). Mais il pouvait s'y ajouter d'autres erreurs dont voici les principales causes :

En raison de la conductivité des matériaux réfractaires à haute température une partie du courant de chauffage est dérivée dans les fils du couple et agit sur le galvanomètre. Dans un four au point de fusion de l'or il suffit d'isoler parfaitement toute l'installation potentiométrique pour éliminer cette cause d'erreur, du moins c'était ici le cas (au point de fusion du palladium il en serait tout autrement) ⁽¹⁾.

Il y avait dans le circuit de mesures de faibles forces parasites (1 à $2 \mu\text{v.}$) provenant des inégalités de températures. Elles ont été mesurées et déduites du résultat, après chaque expérience.

Une cause d'erreur plus importante réside dans les variations accidentelles des f. e. m. étalons. Je disposais de 4 étalons Carpentier au cadmium, dont les f. e. m. différaient entre elles, au plus, de $2,5 \cdot 10^{-4}$ volts. Mais elles présentaient en outre des fluctuations assez rapides, les discordances entre les résultats de comparaisons faites à des époques différentes ayant parfois dépassé $1 \cdot 10^{-4}$ volts, au cours d'une étude qui a duré 6 mois. Cela semble indiquer que la valeur absolue de la f. e. m. de chacune de ces piles peut présenter des fluctuations supérieures à $\pm 0,5 \cdot 10^{-4}$ volts. J'ai du reste vérifié le fait bien connu que ces piles n'obéissent aux

(1) S. NIKITINE [*J. de Phys.*, 2 (1931), 205-226].

changements de température que lentement, ce qui suffit peut être à expliquer les fluctuations précédentes, entraînant sur la f. e. m. du couple une incertitude peu inférieure à 1 microvolt.

Enfin, pour éviter d'autres complications, les expériences n'ont été entreprises que lorsque la température du laboratoire était comprise entre 18° et 20° C, et j'ai vérifié la très faible sensibilité du potentiomètre à des variations de température atteignant 20° . La figure 3 représente les indications du

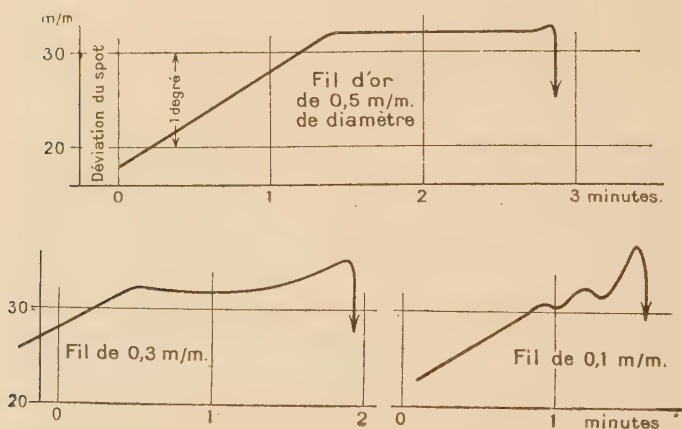


Figure 3.

galvanomètre en fonction du temps, lorsque la température du four monte lentement. La montée finale après le palier a toujours lieu. La courbe comporte une partie horizontale qui est en général définie à mieux que $0,1^{\circ}$ près, mais rarement à mieux que $0,05^{\circ}$.

On voit que la f. e. m. correspondant à la fusion ne peut pas être définie à beaucoup mieux que 1 microvolt ($0,1^{\circ}$). Pour un fil de 0,3 mm., les résultats obtenus ont varié de 10 269 à 10 270 microvolts, c'est-à-dire que les écarts ne dépassent pas la précision des mesures. Pour un fil de

0,5 mm. les résultats sont les mêmes, excepté que les paliers sont plus longs et plus nets. Pour un fil de 0,1 mm. on obtient un palier mal défini (des fluctuations irrégulières réparties sur 3 à 4 dixièmes de degré). La f. e. m. moyenne semble coïncider avec la f. e. m. obtenue pour les gros fils. La rupture se produit 2 à 5 dixièmes de degré plus haut que le point de fusion. Il est possible qu'avec une technique un peu différente ⁽¹⁾ la rupture soit plus régulière. Mais la méthode du palier répond mieux à la définition du point de fusion, température du changement d'état. Avec un couple platine-platine rhodié, le palier de solidification, lorsqu'on peut l'observer, est mal défini ; mais j'en ai observé de très nets avec un couple au chrome d'Imphy, autour duquel le fil d'or était simplement enroulé (f. e. m. à la fusion : 44 418 microvolts, usure lente).

Ces résultats se sont trouvés confirmés par la publication du mémoire de Fairchild, Hoover et Peters ⁽²⁾ qui décrivent des phénomènes analogues ; ils retrouvent pour un même fil d'or des valeurs de la f. e. m. identique à 0,2 microvolt près, résultat remarquable, qui suppose un outillage sélectionné et une grande habileté.

5. Etalonnage d'un pyromètre optique au point de fusion de l'or. — Il résulte du paragraphe précédent que le couple est un moyen très précis de déceler le moment où l'on atteint la température de fusion de l'or, en dehors de toute mesure exacte de f. e. m. La méthode du fil suppose en outre un moyen de repérer la température du four, de manière à la maintenir constante pendant les visées, et définie par rapport au point de fusion. On a en général préconisé l'emploi d'un deuxième couple ⁽³⁾ appelé *couple témoin*, le premier

⁽¹⁾ FLEURY, *Loc. cit.*

⁽²⁾ *Bur. St.*, 2 (1929), 959.

⁽³⁾ HOFFMANN [*Zeit. f. Phys.*, 27 (1924), 292] et FLEURY [*Ann. de Phys.*, 5 (1926), p. 307].

étant le *couple de fusion*. On étudie comparativement les déviations fournies par les deux couples au voisinage du point de fusion de l'or et avant la fusion, et, de la déviation correspondant, pour le couple de fusion, au palier observé on déduit celle du couple témoin qui, en dehors de toute mesure de f. e. m., indique alors très exactement la température de l'enceinte.

Il m'a semblé que ces 2 couples pouvaient être réunis en un seul : la déviation du couple de fusion, au moment du palier, étant connue d'avance à quelques dixièmes de degré près, on peut avec ce couple stabiliser le four à 1° par exemple au-dessous de la température de fusion, et faire toutes les mesures nécessaires ; on note l'indication I du pyromètre et la déviation α donnée par le couple. Puis on fait fondre le fil en élevant la température, ce qui donne la déviation α_0 , correspondant au palier. L'indication I_0 du pyromètre supposé pointé sur le corps noir au point de fusion de l'or, serait donc :

$$I_0 = I + (\alpha_0 - \alpha) \frac{dI}{dt} : \frac{d\alpha}{dt} .$$

Les dérivées étant connues à 1/100^e de leur valeur environ, l'erreur commise dans ce calcul ne dépasse pas 1/100^e de degré ⁽¹⁾.

J'ai fait de nombreuses mesures par cette méthode, et d'abord directement avec le spectrophotomètre. J'ai à la fin reconnu qu'il valait mieux traiter à part le problème posé par ce dernier, et j'ai utilisé un pyromètre à filament disparaissant et courant variable (23). Les étalonnages ont alors donné pour le courant i_0 dans la lampe tare des valeurs échelonnées de 0,257 01 amp. à 0,257 58 amp., c'est-à-dire que les indications du pyromètre, mieux étalonné

(1) Je remercie sincèrement M. Ribaud qui a bien voulu décrire cette méthode dans une publication antérieure [*Ann. de Phys.*, 11 (1929), p. 452].

depuis, ont oscillé entre 1334,0 et 1336,1° K, soit 2,1° d'écart, sans que l'on puisse parler d'une évolution de l'instrument (0,1° correspond à 1/800° de brillance). Ces résultats peu satisfaisants ne sont pas en accord avec la fidélité du pyromètre ($\pm 0,05^\circ$) étudiée depuis par des méthodes très sûres. D'autre part Fairchild et Hoover ont employé une méthode de mesure différant de la mienne seulement en cela qu'ils laissaient monter la température du four à raison de 0,3° par minute pendant les mesures optiques. Malgré cette cause d'erreur ils ont obtenu de bons résultats ⁽¹⁾. Au moment où les expériences que je viens de décrire ont été faites, la technique de mes mesures photométriques et électriques était loin d'être au point. Le four que j'avais utilisé, à titre provisoire, et dont j'ai déjà signalé la construction défectueuse ⁽³⁾ pouvait aussi être cause des discordances constatées.

6. Deuxième corps noir pour la méthode du fil. — Il semble que le problème de la réalisation d'une enceinte à température uniforme soit bien résolu par le four de Fleury ⁽²⁾, quoique l'auteur ne parle pas de l'uniformité radiale de température. Il n'en reste pas moins vrai que cette solution demande de longs tâtonnements, si l'on ne reproduit pas exactement le modèle décrit (la réalisation technique est elle-même compliquée) : de plus l'inertie du four rend les expériences assez longues, la stabilisation du four à une température donnée étant toujours délicate. C'est pourquoi, ne disposant ni du temps, ni du matériel nécessaire à la construction d'un tel four, j'ai voulu essayer de résoudre le problème précédent au moyen des principes qui m'avaient donné de bons résultats dans l'application de la méthode du bain (voir plus loin).

⁽¹⁾ *Bur. of St.*, 2 (1929), 940.

⁽²⁾ *Ann. de Phys.*, 5 (1926).

Dans les fours représentés par les figures 4 et 6, j'ai supprimé tout calorifuge extérieur à l'enroulement, qui est bobiné aussi régulièrement que possible ⁽¹⁾. Les avantages sont les suivants :

1° La température de l'enroulement est automatiquement uniforme à quelques degrés près sur la moitié de sa longueur (soit 10 cm. environ), ce qui est facile à expliquer puisque le rayonnement intervient pratiquement seul pour dissiper l'énergie consommée.

2° L'inertie est très faible, il suffit de 5 minutes environ pour que le four prenne sa température de régime ainsi qu'un vulgaire radiateur.

3° Etant donnée la forte consommation d'énergie, les apports ou retraits de chaleur à l'intérieur du four n'exercent qu'une influence beaucoup plus faible sur la température de l'enroulement, répartition qui peut alors être considérée comme une donnée invariable.

Mais d'un autre côté, cette forte consommation est un gros inconvénient; j'ai essayé de l'atténuer en disposant autour du four un cylindre métallique; le calcul montre qu'un seul cylindre divise la consommation par 2, que n cylindres la divisent par $(n + 1)$; au point de fusion de l'or il suffit d'un seul manchon pour réduire la consommation à 1.200 watts, pour le four de la figure 4. Ce procédé présente sur l'emploi des calorifuges l'avantage d'augmenter l'uniformité longitudinale de température, au lieu de la diminuer. Notre calcul néglige, il est vrai, les courants de convection; il serait vrai en toute rigueur pour un four à vide.

Un autre inconvénient plus grave de la forte consommation est la diminution de l'influence, sur l'uniformité de température, des masses conductrices placées à l'intérieur du four. A 1336° K, une différence de 3° correspond à une

(1) Acier au chrome RNC 3 d'Imphy.

variation de puissance rayonnée de $0,2 \text{ watt/cm}^2$ environ, alors que la résistance calorifique d'une bande de fer ($k = 0,8 \text{ watt cm.}^{-1} \text{deg.}^{-1}$) de $1 \text{ cm.} \times 10 \text{ cm.} \times 1 \text{ mm.}$ valant environ 125 deg./watt , il suffit d'un courant de chaleur équivalent à $0,008 \text{ watts}$ pour y introduire une chute de température de 1 degré . Mais il semble que même dans un four bien calorifugé, des courants de cet ordre sont difficiles à éviter, et que même dans ce cas il ne faut pas trop compter sur l'efficacité d'un tube mince de fer ou de nickel pour uniformiser la température.

Le procédé que j'ai utilisé, et qui se trouve plus ou moins réalisé de lui-même dans tous les fours pyrométriques est de disposer des masses conductrices séparées par des matériaux isolants (fig. 4). On peut en comprendre l'effet et

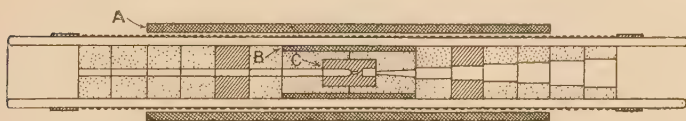


Figure 4.

A : tube de fer diminuant le rayonnement ; B : tube de fer ;
C : bloc de graphite. Les rondelles sont en stéatite.

même le calculer grossièrement par une analogie électrique. L'enroulement, étant donné ce qui précède, doit être considéré comme une source de courant (calorifique) dont on peut supposer connu le potentiel T en chaque point, puisque c'est une donnée invariable. Il s'agit de trouver la répartition du potentiel dans le four, sachant que la porcelaine ($k = 0,004 \text{ calorie cm.}^{-1} \text{deg.}^{-1}$) a une résistivité 50 fois plus grande que celle du fer ($k = 0,2 \text{ calorie}$) et 75 fois plus grande que celle du graphique ($k = 0,3 \text{ calorie}$). Il faut en outre tenir compte du fait que les différentes pièces jouent librement les unes dans les autres, et que du fait de la résistance de rayonnement, chaque coupure équivaut à

une épaisseur de porcelaine égale à $k/4\sigma T^3$ soit 3 mm. à 1 336° K ⁽¹⁾.

On trouve ainsi, dans le cas du four de la figure 4, que le tube B divise par 2 à 3 les écarts de température, et la masse centrale de graphite par 20 à 50. Il y a donc lieu d'espérer une bonne uniformité de température sur un espace de 2 cm. ce qui serait suffisant, étant donné la faible dimension du corps noir, et la finesse des fils du couple prévu (0,2 m/m.).

Je n'ai pas encore étalonné de pyromètres avec ce four.

Essais suivant la méthode du bain.

7. Description de l'appareil. — La méthode du bain est d'un emploi plus simple que celle du fil, puisque la température se trouve automatiquement stabilisée par suite de la chaleur latente de fusion, sa valeur étant alors exactement celle du changement d'état. La complication des mesures au couple est donc évitée, l'uniformité de température doit être réalisée par conséquent sur une longueur plus faible, enfin la grande masse d'or reste longtemps assez pure et le même appareil peut servir à de très nombreux étalonnages sans qu'il soit nécessaire de le démonter, comme c'est au contraire le cas pour la méthode du fil, celui-ci devant être remplacé à chaque étalonnage. Mais sous la forme où elle a été réalisée la méthode du bain ne peut être facilement utilisée pour l'étalonnage des pyromètres de modèle courant, car elle fournit un rayonnement dirigé de bas en haut, ce qui conduit à l'emploi d'un prisme à réflexion totale.

⁽¹⁾ De même une pile de plaques de cuivre de 0,1 mm., séparées par des intervalles égaux, possède à 1 336° K un pouvoir isolant 15 fois plus grand que celui de la porcelaine, dans le sens transversal, quoique 250 fois plus faible dans le sens longitudinal ; le principe a été appliqué industriellement à l'isolement thermique par feuilles d'aluminium (procédé Alfol).

Celui-ci n'est pas gênant si l'on se borne à comparer deux corps noirs de cette sorte, comme c'est le cas lorsque l'on compare le point de fusion du palladium par exemple à celui de l'or. Mais lorsqu'il s'agit d'étalonner des pyromètres, le prisme conduit à une correction gênante, car deux pointés supplémentaires sont nécessaires pour la déterminer. J'ai donc réalisé un corps noir permettant les visées horizontales (fig. 5).

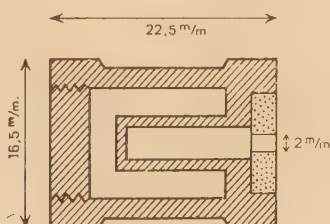


Figure 5.

L'enceinte est tout entière en graphite Acheson ; cette substance ne communique à l'or aucune impureté, même après de très nombreuses fusions ⁽¹⁾, et l'emploi du graphite est d'autre part extrêmement commode en raison de son pouvoir émissif élevé et de sa grande conductivité ($k = 1,2$ watt/cm. deg.). La rondelle isolante en stéatite qui est en avant du creuset a pour but de rendre visible l'ouverture visée lorsque l'on fait varier rapidement la température du four, ce qui permet le centrage du pyromètre. Le poids du lingot, introduit sous sa forme définitive, est de 20 g. Le four lui-même (fig. 6) est construit suivant les principes indiqués à propos de la méthode du fil ; l'intérieur est rempli de rondelles alternativement en stéatite et en graphite, ce dernier uniformisant transversalement la température et d'autre part fournissant l'atmosphère réductrice sans laquelle

(1) FAIRCHILD, HOOVER et PETERS [*Bur. of St.*, 2 (1929), 943].

le corps noir serait oxydé assez vite. L'inertie est très faible ; 5 minutes environ après l'allumage le four est stabilisé vers 1100°C , de sorte qu'on évite la perte de temps et la dépense de courant exigées, dans les fours bien calorifugés, par la mise en marche. Ce four a déjà fonctionné 20 à 30 heures à 1336°K sans que ni les pièces de graphite, ni l'enroulement en Nickel-Chrome RNC-3 d'Imphy (ruban de $0,25 \times 2,0\text{ mm.}$) aient subi d'usure appréciable ; le courant correspondant au point de fusion était 16,3 amp. au début et 16,8 amp. actuellement.

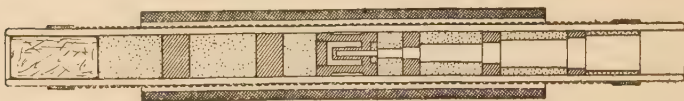


Figure 6.

L'une des extrémités du four est bouchée avec de l'amianté ; les rondelles sont en stéatite et en graphite.

8. Etalonnage d'un pyromètre par la méthode du bain. —

La technique qui va être exposée suppose une détermination préalable de la dérivée dT/dI (T : température du four ; I : courant de chauffage) au voisinage de 1336°K . Cette étude peut être faite en moins d'une demi-heure, au moyen du pyromètre qui doit être étalonné sur le four : car il faut remarquer qu'il s'agit ici d'instruments dont l'étalonnage est déjà connu à une fraction de degré près. Cette étude une fois faite, il n'est plus besoin de la recommencer tant que le four existe, et même si on en reconstruit un autre à peu près identique, la dérivée ne change pratiquement pas. Dans le cas du four de la figure 6 elle vaut $0,027\text{ amp./degré}$. Pour étalonner un pyromètre, on règle le courant de chauffe à 16,50 amp. par exemple, et on mesure au moyen de ce pyromètre la température du four, soit 1334°K par exemple. Il faut maintenant élever cette température de manière à faire fondre l'or lentement, à 1339°K par exemple, soit

5° de plus, correspondant à $5 \times 0,027 = 0,14$ amp. On règle donc le courant à 16,64 amp., et il n'y a plus qu'à faire des mesures pyrométriques, le palier durant environ 30 minutes. Lorsqu'il est terminé, la température du four monte en quelques secondes vers 1339° ainsi qu'on l'avait prévu. On la mesure, puis on agit sur le courant de chauffage pour la ramener à 1333°, soit 3° au-dessous du point de fusion. On observe alors le palier de solidification.

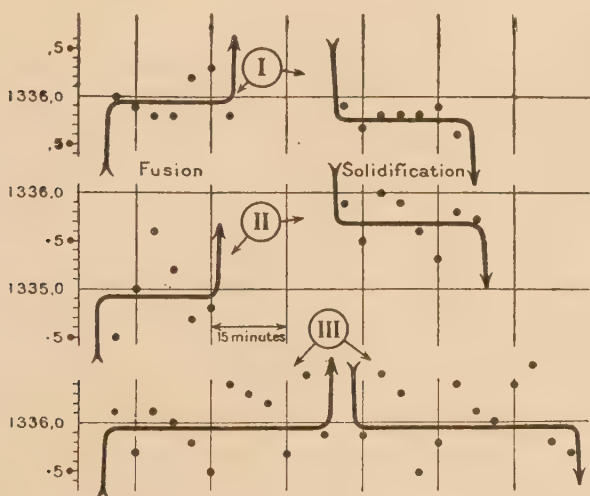


Figure 7.

I. Le four est muni de tous ses diaphragmes et l'uniformité de température est très bonne; le pyromètre ne contient pas de diaphragme limitant le champ. — II. Tous les diaphragmes du four ont été enlevés, il ne reste que le creuset contenant l'or; le pyromètre ne contient pas de diaphragme de champ. — III. Le four est muni de tous ses diaphragmes, comme dans I, mais le pyromètre contient un diaphragme limitant le champ à 1,3 degré d'arc. Dans ces expériences l'ouverture du corps noir était vue sous un angle de 4 à 5°.

Ces paliers sont extrêmement nets, et horizontaux aux erreurs d'expérience près (fig. 7); cependant le palier de fusion était, dans les premières mesures, un peu plus haut

que celui de solidification, résultat étonnant en raison de cette netteté. J'en ai trouvé l'explication dans l'influence exercée sur les pointés par les régions voisines de la surface visée ⁽¹⁾ (l'ouverture du corps noir), quoique celle-ci soit vue dans le pyromètre comme un cercle de 15 à 20 mm. de diamètre : la mesure ne porte effectivement sur le corps noir que si l'ouverture de celui-ci se découpe très franchement sur le fond lumineux du four ; j'ai pu établir ce point en enlevant tous les diaphragmes et ne laissant que le creuset et sa rondelle. Celle-ci apparaît alors nettement plus sombre que le corps noir, dont l'ouverture est bien visible. Dans le cas du palier de fusion, où la température du four est plus élevée que celle du corps noir, la différence reste cependant assez faible et le palier mesuré peut alors être trop bas de 1° ! Par contre, dans le palier de solidification, la température du four est plus basse que celle du corps noir qui se détache avec une extrême netteté : la température mesurée est alors sensiblement exacte (fig. 7) (ce qui montre aussi la faible importance de l'uniformité de température). Dans les mesures faites avec tous les diaphragmes, où la rondelle limitant l'ouverture du corps noir possède une température apparente alternativement 2 à 3° plus haute et plus basse que celle de ce corps noir, il semble logique de prendre la moyenne des deux paliers, du reste très peu différents. Mais le meilleur moyen de supprimer toute difficulté est de placer dans le pyromètre un diaphragme limitant exactement la surface visée (24). Les deux paliers sont alors confondus (fig. 7).

J'ai étudié par cette méthode un échantillon d'or fourni par la maison Marret, Bonnin, Lebel et Guieu, avec un pyromètre de précision à filament disparaissant et courant variable (chapitre III). Quatre séries de mesures, réparties sur un

⁽¹⁾ Cette influence a été aussi constatée à propos des lampes (24).

intervalle de 6 mois, ont donné pour le courant dans la lampe tare des valeurs comprises entre 0,257 45 et 0,257 53 amp., c'est-à-dire que les indications du pyromètre, dans la graduation adoptée par la suite, ont varié irrégulièrement entre 1 335,8 et 1 336,1. Un échantillon d'or venant de la maison Heraeus semble posséder un point de fusion légèrement supérieur au précédent, de 0°2 environ, mais il n'a pas encore été suffisamment étudié.

Conclusions

9. La précision que j'ai obtenue au point de fusion de l'or par la méthode du bain est supérieure à celle qu'a donnée la méthode du fil. Mais il ne semble pas qu'il faille en tirer aucune conclusion générale contre la méthode du fil, qui du reste a donné de bons résultats à d'autres chercheurs. Au contraire, les expériences relatives à la fusion des fils d'or entre les branches d'un couple semblent montrer qu'on peut attendre une très grande précision de cette méthode : il faut seulement ne pas négliger la construction d'un four à température très uniforme, ce qui est un problème difficile.

La méthode du bain garde cependant l'avantage d'un maniement beaucoup plus commode. Sous la forme où je l'ai appliquée, elle donne un appareil s'employant à peu près comme une lampe à ruban de tungstène : un quart d'heure après l'établissement du courant on peut déjà étalonner des pyromètres. La dispersion des mesures semble un peu plus grande qu'avec les très bonnes lampes (1 dixième de degré au lieu de 0,5 dixième) mais reste de l'ordre des incertitudes photométriques, également de 0,1°.

En raison de ce caractère pratique, je trouve la méthode du bain préférable, mais la méthode du fil garde quand même son intérêt. Il faut ajouter qu'elle serait probablement seule applicable pour des températures très élevées, supérieures par exemple au point de fusion du platine.

CHAPITRE II

LE SPECTROPHOTOMÈTRE

10. — Le problème de la comparaison de deux brillances visuelles monochromatiques, dont l'une est celle du corps noir au point de fusion de l'or, a déjà fait l'objet de nombreuses études ⁽¹⁾, de sorte que les grandes lignes de la méthode à suivre sont bien établies : on utilise un spectroscope à prisme, muni d'un dispositif photométrique, grâce auquel on peut comparer pour une longueur d'onde donnée le rayonnement inconnu à celui d'une source tare (lampe électrique) faisant partie de l'appareil ; on équilibre ainsi successivement avec la lampe tare : 1° le rayonnement du corps noir au point de fusion de l'or ; 2° le rayonnement étudié, affaibli par un dispositif dont on puisse calculer *a priori* le facteur de réduction N (nicols, secteur tournant, etc.) : le rapport des brillances monochromatiques est alors N ; on voit qu'il y a là une méthode de substitution, réduisant au minimum les erreurs systématiques.

Les difficultés rencontrées dans l'application de cette méthode proviennent des qualités contradictoires qu'il faut exiger des appareils. 1° La longueur d'onde doit être connue

(1) HENNING [*Zts. f. Phys.*, 29 (1924), 157 et 32 (1925), 799, *Zt. f. Instr.*, 30 (1910), 61] ; FLEURY [*Ann. de Phys.*, 5 (1926), 318] ; KURLBAUM et SCHULZE [*Verh. D. G.*, 1 (1903), 428] ; MENDENHALL [*Phys. Rev.*, 10 (1917), 515] ; HOFFMANN et MEISSNER [*Ann. der Phys.*, 60 (1919), 201] ; HOFFMANN [*Zts. f. Phys.*, 27 (1924), 285] ; IVES [*Phys. Rev.*, 30 (1910), 446].

avec précision, il faut donc chercher une forte dispersion et utiliser des fentes fines. 2° Il faut un appareil très lumineux, car la brillance du corps noir au point de fusion de l'or est faible ($0,47 \cdot 10^{-4}$ bougies par Å et par centimètre carré) ce qui conduit à employer des fentes larges, et un champ peu étendu. 3° La précision des mesures photométriques visuelles demande au contraire des plages de grandes dimensions. 4° Le système de réduction doit être autant que possible un appareil absolu (c'est-à-dire que cette réduction doit être calculable indépendamment de toute mesure photométrique supplémentaire), et n'entraîner aucune perte de lumière. Parmi ces exigences, seules s'accordent celles d'une forte dispersion et d'un faible grossissement; à tous les autres points de vue, le problème ne pourra être résolu que par un compromis.

C'est de là que proviennent le grand nombre et la variété des systèmes de spectrophotomètres déjà imaginés; on est cependant aujourd'hui d'accord sur l'emploi du secteur tournant comme appareil de réduction, tout au moins dans les mesures de précision; en effet, la loi du carré conduirait, par suite de la nécessité d'un écran diffusant, à un affaiblissement supplémentaire des deux rayonnements dans le rapport de 100 à 1 environ, ce qui l'exclut complètement; les nicols ou glazebrooks introduisent aussi un affaiblissement supplémentaire (mais seulement dans le rapport de 3 à 1 environ) et surtout le calcul de leur facteur de réduction devient incertain dès que celui-ci s'élève au-dessus de 10; on les a cependant utilisés comme appoint, avec un secteur de réduction 100 par exemple, d'où une réduction totale de 1000, ou encore simplement pour produire les variations continues et rapides de brillance nécessaires aux égalisations optiques; mais en raison de l'affaiblissement supplémentaire signalé, il semble qu'il faut les exclure si on cherche une extrême précision; il n'y a pas lieu d'insister sur les

dispositifs spectroscopiques à fente variable, malgré le nombre d'études dont ils ont été l'objet ⁽¹⁾. Il ne reste donc que le secteur tournant, qui n'apporte aucun affaiblissement supplémentaire, et dont le facteur de réduction semble pouvoir être calculé avec une précision supérieure à celle des mesures photométriques grâce à la loi de Talbot. Il est vrai que cette loi elle-même résulte de mesures visuelles ⁽²⁾, à l'inverse de la loi du carré par exemple, qui est une conséquence de lois plus générales et étrangères à la photométrie. D'autre part le secteur tournant ne permet pas de dépasser $N = 100$ en une seule opération, du moins pour des mesures très précises.

La méthode de substitution exposée au début a été modifiée par certains des auteurs cités (Fleury) : dans la première partie de l'opération, ils réduisent le rayonnement de la lampe tare dans un rapport connu N' , la deuxième partie n'étant pas changée ; le rapport des brillances spectrales étudiées est alors $N \times N'$ et l'on peut atteindre avec un secteur tournant de réduction 100 par exemple une réduction totale de 10 000 en une seule opération ; il est même possible d'utiliser la loi du carré, puisque rien n'empêche de prendre une lampe tare aussi brillante qu'il est nécessaire (pour $N' = 100$, il faudrait une lampe portée à une température de brillance de 1800 à 1900° K, température tout à fait admissible même pour des mesures de précision). Cependant il ne s'agit plus dans ces conditions d'une méthode de substitution, puisque les conditions changent d'une phase de l'opération à l'autre, surtout si l'on emploie un secteur tournant ; il y a donc à faire toute une étude des erreurs systématiques ou des moyens de les éviter. Je n'ai pas dirigé mes recherches de ce côté, malgré l'intérêt qu'il y aurait eu à employer

⁽¹⁾ NICHOLS et MERRIT [*Phys. Rev.*]; CAPPS [*Astr. J.*, **41** (1900), 25 et *Phys. Zts.*, **1** (1900), 558].

⁽²⁾ HYDE [*Bur. St.*, **2** (1906), 1].

la loi du carré, et me suis borné à utiliser la méthode de substitution proprement dite; tous mes efforts ont porté sur la réalisation d'un dispositif aussi lumineux et aussi précis que possible, basé sur une étude théorique des conditions les plus favorables.

Spectroscope, dispositif photométrique, source tare.

11. Longueur d'onde effective d'un monochromateur à prisme. — C'est la longueur d'onde qu'il faut introduire dans la formule définissant la température (1) pour interpréter correctement les mesures. Le calcul montre qu'une erreur de $1 \text{ \AA}$ est assimilable à une erreur relative proportionnelle à $\log N$ sur la mesure du rapport des brillances, N étant le coefficient de réduction dont il vient d'être parlé (10), ou, ce qui revient au même, proportionnelle à la différence $(1/T_{Au} - 1/T)$; pour $N = 100$, c'est-à-dire : $T = 1900^\circ \text{ K}$, une erreur de $2 \text{ \AA}$ équivaut à une erreur de $1/1000^\circ$ sur l'une des brillances, ce qui représente la précision des mesures photométriques, et entraîne une erreur de $0,2^\circ$ sur la température de 1900° K ; pour $N = 10\,000$ ($T = 3000^\circ \text{ K}$) il suffit donc de $1 \text{ \AA}$ pour introduire une erreur égale à celle des pointés photométriques, et cette fois-ci l'erreur sur la température de 3000° K sera de $0,4^\circ$.

Mais en outre ces chiffres supposent que λ est une grandeur physique bien définie, c'est-à-dire invariable pendant les mesures; si λ varie de manière à n'être pas le même pour chacune des phases de l'opération, il est évidemment possible d'en tenir compte (à condition de le connaître avec une précision suffisante) en corrigeant légèrement la formule définissant la température; or, l'importance de cette correction varie beaucoup suivant les appareils, comme on le verra à propos de leur étude particulière; dans le cas le plus

favorable, elle exigerait dans la mesure de λ une précision égale à celle qui vient d'être calculée; mais avec certains modèles, elle exigerait une précision 10 fois supérieure, portant sur les dixièmes d'Å : il faut donc que λ soit *défini* avec une précision bien supérieure à celle avec laquelle il doit être *mesuré*, et l'on aperçoit dès maintenant la nécessité d'une construction extrêmement robuste et rigide, et d'une grande largeur réelle des fentes, car il est bien clair qu'un dispositif où une fente de 0,4 mm. occupe 100 Å dans le spectre ne peut définir λ à 0,1 Å près; on voit aussi que la température doit être maintenue bien constante pendant les mesures, puisque une variation de 1° (pour $dn/dt = 1$ à $5 \cdot 10^{-6}$) entraîne un déplacement angulaire des faisceaux égal à $2 \, dn$ soit 0,2 à $1 \cdot 10^{-5}$ radian c'est-à-dire 0,1 à 0,5 Å pour une prisme à haute dispersion d'indice 1,7.

Nous supposons donc que λ reste invariable pendant la durée des mesures, à de petites fractions d'Å près, et nous allons chercher dans quelles conditions il peut être mesuré avec la précision indiquée tout à fait au début.

L'influence des largeurs de fentes a déjà été étudiée dans des cas particuliers par divers auteurs ⁽¹⁾; une discussion théorique conduit aux résultats suivants (pour tout ce qui concerne les définitions et calculs relatifs aux longueurs d'ondes effectives, consultez le *Traité de Pyrométrie Optique* de G. RIBAUD, pp. 177-211) : la longueur d'onde limite λ_T à la température de couleur T de la source visée (la longueur d'onde $\lambda_{T_{Au}}$ intervenant dans le calcul de T est très exactement la moyenne entre $\lambda_{T_{Au}}$ et λ_T) est donnée par la formule :

$$\lambda_T - \lambda_0 = k\alpha \left(\frac{\Delta\lambda}{2} \right)^2.$$

(1) HENNING [*Zts. f. Phys.*, 32 (1925), 802]; FLEURY, *loc. cit.* (10).

λ_0 est la longueur d'onde en Å correspondant au milieu de l'intervalle spectral transmis par le spectroscopie (on choisit cette longueur d'onde égale à celle d'une raie connue de Ne, Hg ou H par exemple, ce qui permet un réglage très facile et très précis) ;

$\Delta\lambda$ est la largeur en Å de cet intervalle ;

α est la variation relative par Å de la brillance visuelle spectrale $\mathcal{E}_\lambda$ transmise par l'appareil (plus exactement de $\frac{\mathcal{E}_\lambda}{\lambda}$, mais le facteur $1/\lambda$ n'entraîne qu'une correction, constante, de $-0,25$ Å environ ; cependant il n'y a aucune raison de la négliger dans le calcul d'une expérience) :

$$\alpha = \frac{1}{\mathcal{E}_\lambda} \frac{d\mathcal{E}_\lambda}{d\lambda},$$

ou $\mathcal{E}_\lambda = \mathcal{B}_\lambda \tau_\lambda \nu_\lambda =$ brillance énergétique $\times$ transmission spectrale $\times$ facteur de visibilité ;

enfin k est un facteur exprimant l'influence de la disposition des fentes, supposées symétriques, c'est-à-dire de la diaphragmation par les fentes en fonction de la longueur d'onde. Si l'on représente cette diaphragmation par la fonction $s(u)$ en posant $u = \frac{2(\lambda - \lambda_0)}{\Delta\lambda}$, et en convenant que $s(u) = 1$ pour $u = 0$ ($\lambda = \lambda_0$), on a la relation :

$$k = \frac{\int_0^1 u^2 s(u) du}{\int_0^1 s(u) du} ;$$

les principales dispositions utilisées, ainsi que les valeurs correspondantes de k sont données par la figure 8.

La valeur de la variation relative α de la brillance visuelle dépend de la sélectivité des milieux transparents du spectrophotomètre (y compris les parties situées en dehors du spectroscopie proprement dit). Voici les valeurs de $\lambda_T - \lambda_0$

obtenues pour des milieux non sélectifs et $\Delta\lambda = 200 \text{ \AA}$ ($k = 1/6$).

1 ^o	$\lambda_0 = 6200 \text{ \AA}$	$T = 1336^\circ \text{ K}$	$\alpha = -1/870$	$\lambda_T - \lambda_0 = -2,0 \text{ \AA}$
		$T = 3000^\circ \text{ K}$	$\alpha = -1/315$	$\lambda_T - \lambda_0 = -5,3 \text{ \AA}$
2 ^o	$\lambda_0 = 6500 \text{ \AA}$	$T = 1336^\circ \text{ K}$	$\alpha = -1/300$	$\lambda_T - \lambda_0 = -5,6 \text{ \AA}$
		$T = 3000^\circ \text{ K}$	$\alpha = -1/200$	$\lambda_T - \lambda_0 = -8,3 \text{ \AA}$

λ_T est une fonction linéaire de $1/T$ (non seulement pour un spectroscope, mais aussi pour un verre coloré).

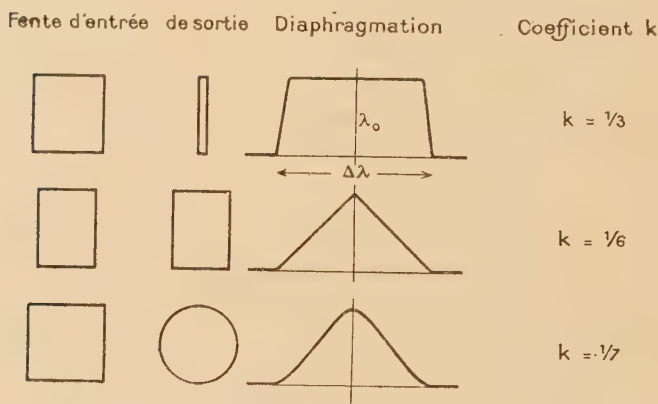


Figure 8.

L'augmentation de $\lambda_T - \lambda_0$ avec la longueur d'onde a pour origine la pente très rapidement croissante de la courbe de visibilité de l'œil. Voici maintenant les valeurs obtenues dans le cas où l'on place un verre rouge sur le trajet des faisceaux (pour éliminer de la lumière diffusée, par exemple), la température de la source visée étant 1336° K (quand on passe aux autres températures, il en résulte un déplacement de λ_T identique à celui obtenu dans le cas précédent) :

$\lambda_0 = 6300 \text{ \AA}$	$\alpha = +1/80$	$\lambda_T - \lambda_0 = +21 \text{ \AA}$
$\lambda_0 = 6400 \text{ \AA}$	$\alpha = -1/1500$	$\lambda_T - \lambda_0 = -1 \text{ \AA}$
$\lambda_0 = 6500 \text{ \AA}$	$\alpha = -1/400$	$\lambda_T - \lambda_0 = -4 \text{ \AA}$

La variation rapide de $\lambda_T - \lambda_0$ avec λ_0 provient de ce que la courbe de brillance transmise par le verre rouge présente un maximum très accusé (fig. 9). Sur quelle précision compter dans ces calculs ? il est assez difficile de le dire, car ils reposent sur les lois d'additivité des flux lumineux, qui n'ont guère de base théorique, et dont les vérifications expérimentales ont porté sur des domaines spectraux beau-

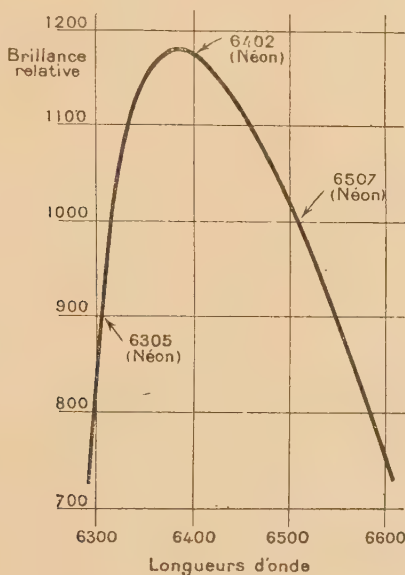


Figure 9.

coup plus étendus que ceux qui nous occupent ⁽¹⁾. Cependant, même si nous admettons la validité absolue de cette

⁽¹⁾ IVES [*Phil. Mag.*, 24 (1912), 845-853]; vérifications quantitatives par KOHLRAUSCH [*Phys. Zts.*, 21 (1920), 423]; SCHAFER [*Phys. Zts.*, 26 (1925), 58 et 908]; TAYLOR [*J. O. S. A.*, 13 (1926), 193] a trouvé entre calcul et expérience 18 o/o d'écart pour un filtre bleu, et 7 o/o pour un rouge. Discussion théorique : GIBSON [*J. O. S. A.*, 9 (1924), 113].

loi, il reste l'incertitude sur la courbe de luminosité de l'œil; on a immédiatement :

$$\alpha = \frac{1}{d\lambda} \left(\frac{d\beta_{\lambda}}{\beta_{\lambda}} + \frac{d\tau_{\lambda}}{\tau_{\lambda}} + \frac{d\nu_{\lambda}}{\nu_{\lambda}} \right).$$

Pour calculer l'erreur sur α , il suffit donc de voir de combien diffèrent les pentes relatives (dérivées logarithmiques) des différentes courbes de visibilité. Or d'après le riche matériel expérimental recueilli par Gibson et Tyndall ⁽¹⁾ ces pentes peuvent différer suivant les observateurs de $1,0 \cdot 10^{-3}$ par Å pour $\lambda = 6200$, et de $0,8 \cdot 10^{-3}$ par Å pour $\lambda = 6500$. Si l'on admet $\Delta\lambda = 200$ Å, il en résulte une incertitude sur la longueur d'onde effective de $1,7$ Å pour $\lambda = 6200$ Å et de $1,3$ Å pour $\lambda = 6500$ Å. Il est donc nécessaire d'utiliser un intervalle spectral plus faible, 100 Å par exemple, qui réduira ces erreurs à moins de $0,5$ Å, ce qui est négligeable; ou bien alors il faudrait utiliser une longueur d'onde située dans le milieu du spectre, car l'incertitude sur la pente de la courbe de visibilité y est plus faible.

La lumière diffusée constitue également une cause d'incertitudes, car on doit la faire intervenir dans le calcul de λ_T , sans qu'elle soit connue avec certitude; elle n'est pas à craindre dans le cas d'un corps noir à basse température, dont la luminosité maximum correspond à $\lambda = 6200$ Å. Mais à mesure que la température croît, son importance augmente; cependant, avec des surfaces optiques propres, elle ne doit pas avoir beaucoup d'influence dans des mesures comme celles dont il s'agit, car j'ai toujours cru constater sur les bords immédiats du spectre que le champ était abso-

(1) *Bull. Bur. St.*, **19** (1923), 156.

lument noir ; en réalité la lumière diffusée est surtout gênante si l'on opère aux confins du spectre visible. A ce point de vue aussi il y aurait avantage à opérer avec des longueurs d'ondes situées dans le milieu du spectre ; en tout cas, en employant des écrans absorbants convenables, ainsi que je l'ai fait, on évite probablement toute erreur provenant de la lumière diffusée.

Enfin le pouvoir séparateur du prisme constitue une dernière cause d'incertitudes ; il correspond à l'expression :

$$\delta \lambda = \frac{\lambda}{H_1} : \frac{d\theta}{d\lambda},$$

où H_1 est la largeur du faisceau que laisse passer le prisme, et $\frac{d\theta}{d\lambda}$ sa dispersion ; pour $H_1 = 2$ cm. et $\frac{d\theta}{d\lambda} = 2.10^{-5}$

radian par $\text{\AA}$, on trouve un pouvoir séparateur correspondant à 1,6 $\text{\AA}$ pour 6500 $\text{\AA}$; un prisme de 3 cm. séparerait donc à peine 1 $\text{\AA}$ et cependant il aurait déjà des faces de 6 cm.

Si l'on employait 2 prismes, $\frac{d\theta}{d\lambda}$ serait doublé, et par suite on pourrait employer des prismes 2 fois moins larges, mais cela entraînerait des pertes de lumière (12). Le pouvoir séparateur augmente lorsque la longueur d'onde diminue ; mais pour avoir un gain notable, il faudrait opérer dans le bleu ou le violet.

Il semble résulter de l'étude précédente qu'il y aurait avantage à opérer dans le milieu du spectre ; cependant nous ne discuterons pas cette question (qui du reste présente d'autres aspects : Fleury, *loc. cit.*) ; en effet, nous verrons plus loin, à propos de l'étalonnage des pyromètres qu'il y a avantage à pouvoir effectuer des mesures pour une longueur d'onde d'au moins 6500 $\text{\AA}$, c'est-à-dire voisine de la longueur d'onde effective des pyromètres optiques ; c'est pourquoi j'ai cherché à réaliser un appareil permettant des mesures pré-

cises pour $\lambda = 6500$, avec un domaine spectral de $100 \text{ \AA}$ seulement, pour lequel les corrections de fente sont absolument certaines.

12. Champ et clarté. — Ces deux questions sont, comme d'ordinaire, étroitement liées; leur importance est grande en raison de la faible luminosité des sources que l'on a à étudier; elles n'ont cependant pas fait l'objet de beaucoup de recherches ⁽¹⁾. La théorie que j'en ai faite est analogue à celle de Bruhat sur les spectropolarimètres ⁽²⁾. En voici les principaux résultats :

L'éclairement de l'image rétinienne, pour une source de brillance fixe, est proportionnel à la quantité :

$$E = aS\mathfrak{T}$$

où a est l'intervalle spectral correspondant à la fente d'entrée, S la surface de la pupille de sortie, et $\mathfrak{T}$ la transmission des milieux transparents de l'appareil. On voit que pour un domaine spectral $\Delta\lambda$ donné, cet éclairement ne peut être augmenté indéfiniment. a est limité supérieurement à $\Delta\lambda$ ($100 \text{ \AA}$ dans mes expériences) et pour cette valeur la fente de sortie occupe dans le spectre un intervalle de longueurs d'ondes nul, c'est-à-dire que a ne peut pas être égal à $\Delta\lambda$, mais seulement s'en rapprocher plus ou moins, suivant le grossissement admissible; de même S ne peut dépasser la surface de la pupille de l'œil, dont le diamètre est d'environ 6 mm. (Cependant, comme la tête de l'observateur n'est pas absolument fixe, il faut que la pupille de sortie de l'instrument soit notablement plus petite; il semble qu'on ne puisse guère dépasser 3 mm., car il faut se rappeler que l'on ne reçoit pas un faisceau homogène et que la longueur

⁽¹⁾ KRÜSS [*Zts. f. Anorg. Chem.*, **1** (1892), 104]; THOVERT [*J. de Phys.*, **8** (1909), 834-843].

⁽²⁾ BRUHAT [*Ann. de Phys.*, **13** (1920), 25].

d'onde effective deviendrait très mal définie si la pupille de l'œil intervenait en largeur comme diaphragme, à la place de la fente de sortie). Enfin le facteur $\mathfrak{C}$ a aussi une certaine importance : il faut réduire autant que possible le nombre des lentilles, dont chacune réfléchit 10 0/0 environ de la lumière qu'elle reçoit. Le prisme réfracte les rayons à peu près sous l'angle de Brewster, pour lequel le facteur de réflexion est égal à $1/2 \sin^2 (i - r)$ soit 12,5 0/0, c'est-à-dire qu'il réfléchit 25 0/0 de la lumière, et la polarise considérablement (30 0/0 environ) dans son plan de section principale (il s'agit d'un prisme d'indice élevé 1,7 à haute dispersion, mais le résultat reste sensiblement le même pour les autres prismes).

Le champ possède deux dimensions, perpendiculaire et parallèle à l'arête du prisme (champ transversal et champ vertical), de diamètres apparents C_1 et C_2 qui doivent être étudiées séparément. Les faisceaux traversant l'appareil ont des dimensions limitées supérieurement par celles du prisme (parce que c'est la partie la plus délicate et la plus coûteuse) et définies en outre par celles des fentes, situées dans deux plans conjugués. Les conditions optima seront donc obtenues lorsque le champ et la pupille de sortie coïncideront chacun avec l'une de ces limites, sans qu'il y ait lieu de préciser laquelle pour le moment. Le calcul donne :

$$1) C_1 = \frac{H_1}{p_1} \mathfrak{D} b \quad 2) C_2 = \frac{H_2}{p_2} h \quad 3) E = p_1 \times p_2 \times a \times \mathfrak{C},$$

où H_1 et H_2 sont les dimensions du faisceau à l'endroit du prisme, p_1 et p_2 les dimensions transversale et verticale de la pupille de sortie, $\mathfrak{D}$ la dispersion $\frac{d\theta}{d\lambda}$, b la largeur spectrale de la fente de sortie et h la hauteur apparente de la fente d'entrée (ou plus exactement de son image) supposée vue depuis le prisme (les autres notations ont été définies à l'alinéa précédent). On voit qu'entre le champ transversal C_1 et

la clarté E existe une relation qui s'obtient en éliminant p_1 :

$$4) \quad EC_1 = C^{te} \times ab.$$

Comme $a + b = \Delta\lambda$, le produit EC_1 a une limite supérieure, obtenue pour $a = b = \frac{\Delta\lambda}{2}$. Si nous ne possédons qu'un petit prisme, nous nous placerons donc dans ces conditions optima, ainsi que l'ont fait généralement les chercheurs. Puis nous disposerons notre appareil de manière que le champ transversal ait la dimension minimum compatible avec de bonnes mesures (suivant les dispositifs photométriques, ce minimum varie de $0,4^\circ$ à 3° , soit $0,007$ à $0,05$ radian). La dimension transversale p_1 de la pupille de sortie, telle qu'elle résulte automatiquement de la construction de l'appareil est alors donnée par la formule 1. Mais si nous utilisons un grand prisme, il se peut que p_1 ainsi déterminé soit trop grand, plus grand que la pupille de l'œil ; pour le diminuer, nous pourrions alors augmenter C_1 ; mais si ce dernier était suffisant, cette augmentation est inutile ; alors nous pouvons augmenter a , tout en conservant le même domaine spectral et le même champ : cela a l'avantage d'augmenter la clarté E , qui est proportionnelle à a (formule 3). Mais si l'on considère la figure 8, on voit qu'on augmente ainsi en même temps la correction de longueur d'onde effective. Pour éviter cette augmentation, il faudra, tout en augmentant a , diminuer $\Delta\lambda$ dans un rapport convenable : à la limite, pour un prisme de dimensions infinies qui permettrait de rendre b infiniment petit (formule 1), on pourrait seulement multiplier a , et par suite la clarté, par $\sqrt{2}$ si l'on ne voulait pas augmenter la correction de longueur d'onde effective. En résumé, on ne gagne que très peu à s'écarter de la condition $a = b$, et il n'y a pas lieu d'utiliser une dimension de prisme supérieure à celle qui donne un résultat acceptable lorsque la condition précédente est remplie ; cette dimension est donnée

par la formule 1 en posant : $b = \frac{\Delta\lambda}{2}$. Pour un champ de 0,02 radian (1°), correspondant au montage de la figure 13, une dispersion de $2 \cdot 10^{-5}$ radian/ $\text{\AA}$, une pupille de sortie de 0,3 cm., et une fente de sortie de $50 \text{ \AA} = b$, on trouve par exemple :

$$5) \quad H_1 = 2 \frac{C_1 \cdot P_1}{\mathcal{O} \cdot \Delta\lambda} = 6 \text{ cm.},$$

ce qui représente des faces de 12 cm. Je n'ai pas disposé d'un tel prisme, dont le prix aurait été trop élevé, mais des résultats obtenus avec un prisme pour lequel H_1 valait 2 cm., je puis conclure avec certitude qu'il aurait permis d'étudier le corps noir au point de fusion de l'or pour toutes les longueurs d'ondes comprises entre 5 000 et 6 800 $\text{\AA}$ avec un domaine spectral de 100 $\text{\AA}$ seulement, la précision étant toute celle que l'on peut atteindre avec les mesures optiques ($1/1\,000$ de la brillance). A la place d'un prisme unique, on peut employer plusieurs prismes, ce qui revient à agir sur la dispersion $\mathcal{O}$. Mais chaque prisme supplémentaire divise la transparence $\mathcal{E}$ par $4/3$ (par suite des réflexions). On a donc un gain de $3/2$ au lieu de 2. Il faut remarquer que, d'après la formule 5, la dimension du prisme donnant la luminosité maximum est d'autant plus faible que $\Delta\lambda$ est plus grand. Autre remarque : tant que le prisme est trop petit (d'après la même formule) E est proportionnel à $\Delta\lambda^2$ (formule 4) ; mais si le prisme est assez grand pour donner la luminosité maximum, celle-ci est seulement proportionnelle à $\Delta\lambda$ (formule 3).

Le champ vertical, lui, n'est pas limité puisqu'on peut prendre une fente d'entrée aussi haute que l'on veut ; cette conséquence de la formule 2 est évidente si l'on vise la fente d'entrée, elle le devient moins dans le cas où l'on vise le prisme pour obtenir des plages de couleur uniforme. C'est

qu'alors il faudra employer un système optique non de révolution comprenant des lentilles cylindriques, et l'on peut imaginer un grand nombre de montages, suivant que ces lentilles sont parallèles ou perpendiculaires les unes aux autres, en avant du prisme ou en arrière (fig. 10). Il faut que ces lentilles donnent des images nettes des deux limites du faisceau (prisme et fente), ce qui complique le problème. Il y a là aussi le sujet d'une étude délicate. Notons seulement que si l'on veut conserver au faisceau incident toute sa symétrie, c'est-à-dire le limiter par une fente d'entrée de hauteur égale à sa largeur, et un diaphragme circulaire, il

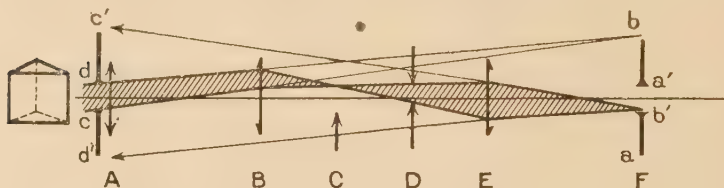


Figure 10.

A, lentille ordinaire de 105 (7×15) cm. de foyer; *B*, *E*, lentilles cylindriques de 15 cm. de foyer; l'image *ab* de la fente d'entrée, donnée par la lentille *A*, est réduite cinq fois par les lentilles cylindriques, et devient *a'b'* tandis que le champ *cd* est grandi cinq fois et devient *c'd'*; dans le plan perpendiculaire au plan de la figure, rien n'est changé en première approximation; mais en réalité la netteté obtenue n'est pas aussi bonne qu'avec les lentilles ordinaires. Il faut placer le cube de Lummer entre *E* et *F*, à 25 cm. de l'œil. Les plages ont alors toute leur netteté.

n'y a pas intérêt à employer des lentilles cylindriques, ni à allonger le prisme pour augmenter le champ vertical. Mais l'emploi des lentilles cylindriques est tout indiqué, et évite l'allongement du prisme, dans les cas particuliers où la fente d'entrée peut être très haute par rapport à sa largeur, ainsi que dans le cas où la fente d'entrée est carrée, mais où l'angle du faisceau peut être beaucoup plus grand dans un sens que dans l'autre.

13. Divers systèmes déjà proposés. — D'après ce qui précède, la luminosité maximum est la même pour tous les systèmes possibles ; ceux-ci ne diffèrent donc que par la grandeur du champ photométrique nécessaire, et en particulier c'est le champ transversal qui fixe la grandeur du prisme qu'il faut employer pour obtenir la clarté maximum ; comme le prisme est la partie délicate et coûteuse de l'appareil, nous classerons ceux-ci suivant la grandeur du champ transversal.

Le dispositif LUMMER BRODHUN ⁽¹⁾ est représenté par la figure 11, en réalité sous la forme que lui a donné IVES ⁽²⁾. La pupille de sortie est dans le plan du spectre et on vise le prisme ; le champ nécessaire semble être ⁽³⁾ de 30°

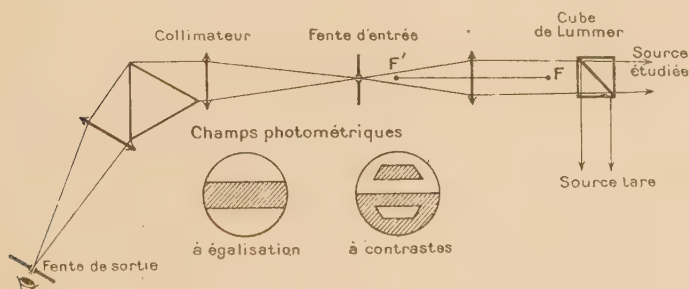


Figure 11.

Les images des deux sources sont dans le plan de la fente d'entrée qu'elles couvrent complètement : mais on peut aussi former ces images sur le cube de Lummer, et on peut alors les apercevoir dans le champ de l'instrument en même temps que les plages.

⁽¹⁾ *Zts. f. Instr.*, 12 (1892), 132.

⁽²⁾ *Phys. Rev.*, 30 (1910), 446.

⁽³⁾ Les opinions diffèrent suivant les auteurs, et les expériences que j'ai faites semblent montrer que le champ nécessaire à de bonnes mesures augmente lorsque l'éclairement diminue, mais beaucoup plus lentement en valeur relative ; dans le cas où le flux lumineux est faible, il serait donc nécessaire d'augmenter le champ aux dépens de l'éclairement. D'ailleurs les angles de champ conseillés par les spécialistes ne sont jamais inférieurs à 10°.

(0,05 radian) pour le cube à contraste. Si l'on se rapporte à la formule 5, on trouve que la largeur du prisme nécessaire serait de 15 cm., correspondant à des faces de 30 cm. En réalité, comme nous l'avons déjà dit, on emploierait plutôt 5 prismes de 3 cm. par exemple, mais pour les 4 prismes supplémentaires les pertes par réflexion atteindraient 70 o/o de la lumière, détruisant en partie l'avantage du grand nombre des prismes. Il est donc difficile de réaliser la luminosité maximum avec ce dispositif; cependant il a l'avantage que les deux faisceaux à comparer parcourent des trajets aussi identiques que possible dans le spectroscopie, ce qui élimine en grande partie l'influence d'un dérèglement de la longueur d'onde (11) : en effet, si l'on a soin de choisir une source tare dont la composition ne soit pas trop différente de celle des sources étudiées (ce qui est d'ailleurs toujours le cas en pyrométrie) une variation accidentelle de λ entraînera pour les deux faisceaux des variations de brillance se compensant en majeure partie. Quoi qu'il en soit ce montage est le plus en faveur et il a été réalisé sous des formes très variées (1).

Le dispositif de Govi (2) semble avoir été utilisé avant le précédent; il consiste à observer non le prisme mais les spectres correspondant aux deux rayonnements; il n'a, au point de vue du champ, aucun avantage sur le précédent, il y faut également pour de bonnes mesures des plages de 3° (0,05 rad.) environ. De plus, avec ce dispositif, l'extinction ou l'égalité de contraste ne peuvent être réalisées à la fois pour tout le champ. Si l'intervalle spectral corres-

(1) Appareils de BRACE [*Astroph. J.*, **11** (1900), 6, et **16** (1902), 145]; GOUY [*Ann. de Phys. et Ch.*, **18** (1879), 446]; THOVERT; FLEURY [*Loc. cit.*, n° 12 et 10]; Spectrophotomètre KÖNIG-MARTENS [*Ann. de Phys.*, **12** (1903), 984-1003]; Spectropyromètre HENNING [*Loc. cit.*, n° 10], où la plage centrale du cube de LUMMER est simplement le filament de la lampe tare (0,06 mm.) ce qui donne un montage plus simple, etc., etc. Voir aussi *Handbuch der Phys.* (Springer, 1928), t. XIX.

(2) *C. R.*, 50 (1860), 156.

pendant à la fente visée est par exemple $50 \text{ \AA}$, il y a, dans le cas où l'on compare une source à $1\,900^\circ$ à une source à $1\,336^\circ$, une différence de 4 o/o en brillance dans le résultat des mesures faites aux deux extrémités de la région spectrale utilisée (pour $\lambda = 6\,500 \text{ \AA}$) et cette différence augmente lorsque λ diminue ⁽¹⁾.

Il semble donc illusoire de compter sur une définition précise de la longueur d'onde pour laquelle les résultats doivent être interprétés. Cependant ce montage a été souvent utilisé ⁽²⁾. Dans certains traités on le considère comme plus lumineux, sans donner de raison. Il résulte de l'étude du paragraphe 12 que sa luminosité est la même que celle du dispositif Lummer Brodhun.

Les deux systèmes précédents sont donc équivalents au point de vue du champ. Mais on obtient une variété plus grande si le rayonnement tare, au lieu de suivre à peu près le même chemin que le rayonnement étudié, en est au contraire nettement séparé, de telle manière que le champ considéré au paragraphe 12 corresponde non pas à l'ensemble des plages, mais seulement à celles qui sont éclairées par le rayonnement de la source étudiée. Le moyen le plus simple consiste à employer un monochromateur auxiliaire (fig. 15) : ce dernier peut utiliser un domaine spectral beaucoup plus grand, de 300 ou 400 $\text{\AA}$ par exemple, puisque l'on n'a pas besoin de connaître la longueur d'onde du rayonnement tare, et par suite il lui suffit d'un prisme beaucoup plus petit (12) ; on peut même se contenter d'un simple verre coloré, choisi de manière à donner la même couleur que le

$$^{(1)} \frac{dB}{B} = \frac{d\lambda}{\lambda} \log N, \log N \text{ étant lui-même égal à } \frac{C_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right).$$

⁽²⁾ KURLBAUM et SCHULZE [*Verh. d. D. Phys. Ges.*, **1** (1903), 428]; MENDENHALL [*Phys. Rev.*, **10** (1917), 515]; GLAZEBROOK [*Proc. Camb. Phil. Soc.*, **4** (1883), 304].

rayonnement étudié (fig. 14), cette solution étant surtout acceptable dans le rouge; mais il serait aussi possible d'utiliser le même prisme pour les deux rayonnements, à condition d'utiliser deux systèmes de fentes (fig. 12). Quoiqu'il en soit les dimensions du prisme sont alors notablement réduites, et dépendent des plages utilisées. Avec le dispositif à contraste de la figure 15, un champ de 1 degré (0,02 radian) correspondant à un prisme de 6 cm. dans tous les sens, est largement suffisant. Si l'on veut utiliser une méthode analogue à celle du filament disparaissant (chap. III)

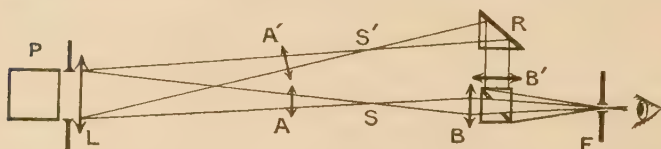


Figure 12.

Un seul prisme peut suffire comme monochromateur principal et monochromateur auxiliaire : A et A' forment sur le cube de Lummer l'image du prisme P - B et B' forment sur la fente de sortie F l'image de S et S' , spectres formés par la lentille L , et étalés perpendiculairement au plan de la figure; en raison du chemin suivi par les deux rayonnements l'intervalle spectral correspondant à S' (tare) est deux à trois fois plus grand que celui correspondant à S (source étudiée).

on peut se contenter d'un champ de $0,4^\circ$ (0,007 radian) dans un sens, et 2 degrés (0,03 radian) dans l'autre ce qui donnerait un prisme de 2 cm. de large et 10 cm. de haut, soit des faces de 4×10 cm. (que l'emploi de lentilles cylindriques permettrait de réduire à 4×2 cm. par exemple, soit un prisme de 2×2 cm.). On peut aussi avec ce système, viser soit le prisme, soit le spectre; mais nous n'insistons pas sur cette dernière solution, reconnue mauvaise (voir plus haut). L'inconvénient de ce montage avec monochromateur auxiliaire provient, comme son avantage, de la séparation des deux faisceaux, qui rend indépendantes les varia-

tions de brillance entraînées par un déplacement de λ pour chacun des rayonnements à comparer, de sorte qu'elles ne se compensent plus, comme dans les deux premiers cas ; dans le dispositif de la figure 15, il suffit d'un déplacement de $0,2 \text{ \AA}$ pour entraîner une erreur de $1/1\,000^{\circ}$ de la brillance. En prenant certaines précautions, en particulier au point de vue de la rigidité de la construction et de la constance de la température durant les mesures, cet inconvénient peut être évité, et l'appareil semble réaliser le maximum de précision ; mais il reste quand même peu fidèle, c'est-à-dire que l'invariabilité de λ (à la précision ci-dessus) ne peut y être maintenue pendant une durée beaucoup plus grande que celle des mesures pour lesquelles il a été construit (quelques heures).

14. Essais avec différents montages. — Le premier montage que j'ai utilisé (fig. 13) est celui de Mendenhall, les fentes correspondant chacune à $50 \text{ \AA}$ ($\lambda_0 = 6\,575 \text{ \AA}$). L'emploi d'un filament fin ($0,06 \text{ mm.}$) comme plage photométrique a l'inconvénient de produire des phénomènes de réflexion et de diffraction qu'il est possible de compenser l'un par l'autre dans un pyromètre ordinaire (24), mais qui deviennent très gênants dans un spectropyromètre, en raison de la polarisation du rayonnement émis par les bords du filament, et de l'influence considérable du prisme sur un tel rayonnement (11). Aussi le champ n'était-il jamais uniforme, et d'autre part, la nécessité de diaphragmer les faisceaux provenant du filament empêchait un grossissement suffisant. Les mesures étaient faites en agissant sur le courant dans la lampe tare, de manière à faire disparaître le filament (méthode d'égalisation). Ce montage a permis les premiers étalonnages de pyromètres : la dispersion des mesures exécutées à des jours différents était de $\pm 3,5$ à $1\,900^{\circ} \text{ K}$, ce qui représente une erreur de ± 2 o/o de la brillance du corps

noir à cette température. Cependant la moyenne adoptée dans la graduation des pyromètres a été vérifiée depuis par des procédés plus perfectionnés et s'est trouvée exacte à au moins 1 degré près (le pyromètre à coin qui a été employé

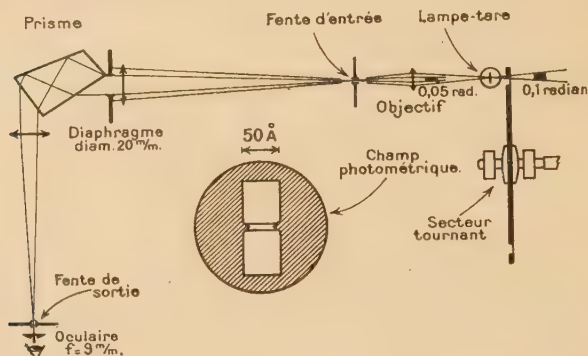


Figure 13.

Diamètre du faisceau à l'endroit du prisme : 20×20 mm. Indice du prisme : 1,7 ; dispersion : $1,95 \cdot 10^{-5}$ rad./Å pour $\lambda = 6500$. Longueur d'onde utilisée : 6575 Å .

Distances focales : objectif : 5 cm. ; collimateur : 30 cm. ; lunette : 30 cm. ; une lentille non représentée forme sur le filament cylindrique (diam. : 0,06 mm.) de la lampe tare l'image de la source étudiée. Les images de ce filament et de la source se forment ensuite sur la fente d'entrée (0,3 mm.) occupant dans le spectre un intervalle de 50 Å puis sur la fente de sortie (0,3 mm. 50 Å) que l'on observe avec l'oculaire.

Comme dans le montage de la figure 14, on peut démontrer que le grossissement du filament tare, en raison des conditions de diaphragmation des faisceaux résultant des phénomènes de réflexion et diffraction sur ce filament, est inversement proportionnel au diamètre de la pupille de sortie, et ne peut donc pas être accru indéfiniment. Pour la pupille de 0,7 mm. adoptée dans les deux montages, le grossissement est seulement de 18 (punctum proximum = 250 mm.) les faisceaux partant du filament étant diaphragmés à 0,05 radian. — Mais en réalité dans ce montage ci il fallait encore diaphragmer davantage, sans que jamais les images aient été tout à fait satisfaisantes.

dans ces premiers étalonnages ne permettant pas d'apprécier des différences de températures inférieures à 1 degré (21).

Le deuxième montage essayé comprenait déjà un monochromateur auxiliaire (fig. 14). Le filament d'une lampe tare

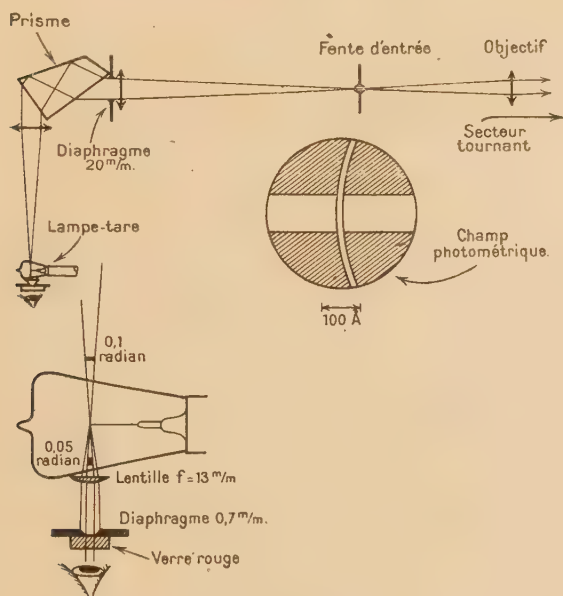


Figure 14.

Dimensions du faisceau traversant le prisme : 20×20 mm.

Indice du prisme : 1,7; dispersion : $1,95 \text{ rad./}\text{\AA} \cdot 10^{-5}$ pour $\lambda = 6500$. Longueur d'onde utilisée avec le verre rouge : 6507 du néon.

Distances focales : objectif : 15 cm. ; collimateur : 30 cm. ; lunette : 20 cm. L'image de la fente, grossie trois fois, se forme sur le secteur ; une lentille non représentée forme sur celui-ci l'image de la source étudiée.

La lampe tare a un filament cylindrique de 0,06 mm. de diamètre, qui occupe dans le spectre un intervalle de $15 \text{ \AA}$, la fente d'entrée (0,5 mm) occupant un intervalle de $85 \text{ \AA}$. — La lentille oculaire, de 13 mm. de foyer, forme sur le diaphragme de 0,7 mm. définissant la pupille de sortie l'image de la lentille-lunette.

(diamètre 0,06 mm.) était placé dans le spectre de la source étudiée ⁽¹⁾, et sa couleur était rendue identique à celle du spectre au moyen d'un verre rouge Jena F 4512; la longueur d'onde effective de ce verre était d'environ $6\,520\text{ \AA}$, de sorte que j'ai utilisé cet appareil avec la longueur d'onde $6\,507$ du néon. Les phénomènes de polarisation par le prisme étaient moins gênants puisque la lumière du filament ne le traversait pas, et celui-ci n'étant séparé de l'œil que par une simple lentille plan convexe de 18 mm de foyer, grossissant 14 fois, la netteté était excellente, à condition de diaphragmer convenablement les faisceaux (angle de 0,1 radian pour le faisceau tombant sur le filament, et de 0,04 pour le faisceau qui en part); ces conditions limitaient le grossissement du spectre par rapport à celui du filament; lorsqu'elles étaient remplies, le filament occupait $15\text{ \AA}$ environ dans le spectre, c'est-à-dire une partie de la région que l'on a à étudier. Il semble un peu hardi d'utiliser pour les mesures les régions du spectre voisines de la tranche intéressante, et d'attribuer à celle-ci le résultat trouvé. Effectivement la comparaison des mesures effectuées avec ce montage et de celles qui ont été effectuées avec le montage final a semblé montrer une erreur systématique de $+7\text{ \AA}$ environ lorsqu'on adopte pour λ_0 la valeur correspondant au milieu du filament: cette erreur est compréhensible en raison de la variation très rapide de la brillance dans le spectre (fig. 15), et d'ailleurs c'est presque exactement celle que l'on calculerait en admettant que l'œil utilise pour les mesures des zones voisines du filament et ayant chacune une largeur spectrale égale à la sienne ($+8\text{ \AA}$); il ne faut cependant pas accorder trop d'importance à ce résultat; en effet

(¹) Des montages analogues ont été utilisés par HYDE et FORSYTHE [*Astroph. J.*, 42 (1915), 285] et par HARTMANN [*Astroph. J.*, 47 (1918), 83] dans leurs études sur le facteur de visibilité de l'œil dans les diverses régions du spectre.

quoique la clarté et la netteté soit très bonnes, et que la précision des mesures photométriques puisse être évaluée à $1/1000^\circ$ de la brillance ⁽¹⁾, l'appareil ne restait pas comparable à lui-même, non seulement d'un jour à l'autre, mais encore pendant les deux heures nécessaires pour établir un point de la graduation d'un pyromètre ; les écarts ont dépassé parfois $1/100^\circ$ de la brillance, et ils semblaient difficilement explicables par des variations de transmission des parties optiques ; c'est seulement plus tard que j'ai songé à l'influence des variations accidentelles de λ (11). Quoiqu'il en soit, la dispersion des mesures était moins forte qu'avec le premier montage, elle était un peu inférieure à ± 2 degrés pour une température de $1\,900^\circ$ (voir chapitre III) ce qui correspond à $1/100^\circ$ de la brillance ; et au point de vue de la commodité d'emploi le progrès était encore plus appréciable, de sorte qu'un appareil spécial a été construit sur ce principe, jusqu'à ce que mes craintes sur la définition de λ m'eussent conduit à essayer un autre système.

Le dernier montage (fig. 15) répond à la description du n° 13 ; cependant, comme je ne disposais que d'un prisme de 20×20 mm, avec une dispersion de 2.10^{-8} radian $\text{\AA}$, je n'ai pu obtenir la luminosité maximum ; utilisant comme pupille de sortie un œillette circulaire de 1,2 mm., on peut calculer que la luminosité maximum aurait été au moins 10 fois supérieure (il est vrai que j'aurais pu utiliser une pupille de 1×3 mm.). La clarté du champ était cependant encore plus que suffisante ; le cube de Lummer, à contrastes, permettait le maximum de précision et de rapidité. Les mesures étaient faites en agissant sur le courant de la lampe tare, à filament plat, de manière à réaliser l'égalité

(1) J'employais la méthode de contraste du paragraphe 26, donnant entre les pointés successifs un écart moyen de $\pm 0,3/100^\circ$ de la brillance).

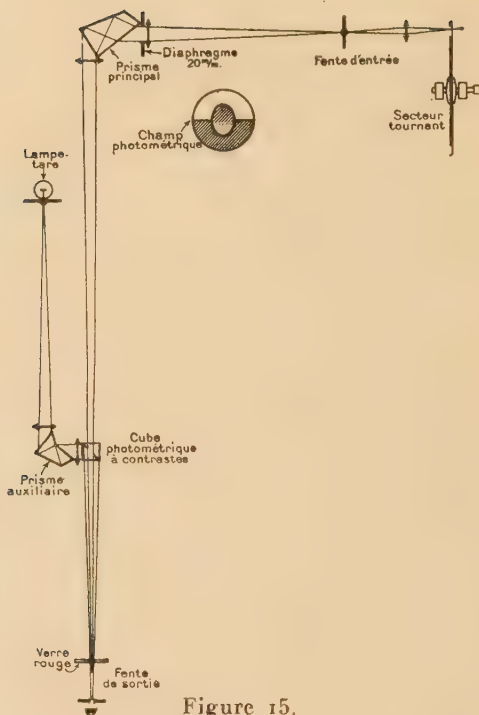


Figure 15.

Dimensions du faisceau à l'endroit du prisme principal : 20×20 mm. Indice du prisme : 1,7; dispersion : $1,95 \cdot 10^{-5}$ rad./ $\text{\AA}$ pour $\lambda = 6500$. Distances focales : collimateur : 40 cm.; lunette : 120 cm.; lentille formant sur la fente d'entrée l'image du secteur : 5 cm. — Une lentille non représentée forme sur le secteur l'image de la source étudiée. Fente d'entrée carrée de 0,4 mm.; fente de sortie circulaire de 1,2 mm. = $50 \text{ \AA}$.

Largeur du ruban de tungstène de la lampe tare : 2 mm. — Dimensions du faisceau traversant le prisme auxiliaire : 22×22 mm. — Dispersion du prisme : $1,2 \cdot 10^{-5}$ rad./ $\text{\AA}$ (pour les mesures avec la longueur d'onde 6507 du néon, le prisme auxiliaire a été remplacé par un prisme à réflexion totale, le verre rouge placé devant l'oculaire pour éliminer éventuellement la lumière diffusée suffisant à assurer l'identité de couleur). — La moitié inférieure du faisceau auxiliaire traverse une lame de verre placée devant le cube photométrique; la plage centrale, dont l'éclat est uniforme, apparaît donc en sombre dans le haut et en clair dans le bas du champ photométrique.

Tout l'appareil (sauf le secteur) est monté sur une seule plateforme en fonte, très rigide.

des contrastes. La construction plus robuste, et la grande largeur du spectre utilisé (1 mm. pour 50 Å), avaient rendu l'appareil plus fidèle. La dispersion des mesures a été réduite à $\pm 0,7^{\circ}$ pour une température de 1900 °K ($\pm 0,4$ o/o de la brillance), la moyenne adoptée comme température marquée par le pyromètre étudié étant comme nous l'avons vu, de $0,9^{\circ}$ inférieure à celle que donnait le deuxième montage (chap. III). L'appareil comporte (fig. 15) un monochromateur auxiliaire à prisme; cependant les mesures de températures ont été faites simplement avec un verre rouge, pour la longueur d'onde 6507 du néon, car je craignais des complications venant du monochromateur auxiliaire, au point de vue fidélité.

Les dimensions de la source nécessaire dans l'emploi de l'appareil précédent sont faibles : 0,3 mm. de diamètre (ou un carré de 0,2 mm.) l'angle du faisceau étant $0,1$ radian. Cependant, avec un spectro-photomètre réalisant la luminosité maximum, il faudrait un faisceau trois fois plus grand, par exemple 0,9 mm. de diamètre $\times 0,1$ radian.

Le Secteur tournant.

15. J'ai utilisé un secteur à fentes fixes, de grand diamètre, existant déjà au laboratoire, et construit suivant la méthode indiquée par G. RIBAUD ⁽¹⁾. J'ai dû cependant, pour éviter de très fortes vibrations et réaliser une vitesse plus grande (1 500 à 1 800 t./min.), modifier légèrement le montage : comme leurs deux axes sont dans le prolongement l'un de l'autre, il est préférable que le secteur et son moteur d'entraînement soient fixés rigidement sur un même support très solide (ce ne serait pas nécessaire dans le cas d'un entraînement par courroie). De même l'emploi de roulements à billes à rotules évite l'extrême précision nécessaire dans

⁽¹⁾ *Traité de Pyrométrie Optique*, Paris, 1931.

l'usinage des supports lorsqu'on emploie d'autres roulements.

Malgré cela les vibrations étaient encore très fortes ; elles sont surtout gênantes lorsque l'on emploie des lampes à filaments fins qui réagissent à des vibrations absolument insensibles au toucher, de manière à rendre toute mesure impossible. Dans les deux derniers montages décrits, le secteur avait été fixé sur un bloc pesant 50 kg., et reposant, par l'intermédiaire d'un épais matelas de feutre, sur une console de pierre fixée aux murs extérieurs du bâtiment. Dans ces conditions, tout effet des vibrations était évité.

Les fentes du secteur, au moment où elles touchaient le faisceau, étaient perpendiculaires à l'arête du prisme ; du reste, pour diminuer autant que possible l'influence des phénomènes de diffraction, le secteur était placé à l'endroit le plus étroit du faisceau, là où se forme une image réduite de la fente du spectroscopie, de deux à trois dixièmes de millimètre, l'ouverture la plus étroite ayant environ 4 mm. de large ; dans ces conditions l'influence de la diffraction est négligeable.

Les valeurs angulaires des ouvertures ont fait l'objet de nombreuses mesures : voici les valeurs qui en résultent pour la transmission $\tau = \frac{I}{N}$ ainsi que pour les températures correspondantes ($\lambda = 6507$, $T_0 = 1336$, $C_2 = 14320$) :

Grandes fentes	: $\tau_1 = 0,101\ 03$	; $T = 1\ 552,0^\circ \text{ K}$
Fentes moyennes	: $\tau_2 = 0,018\ 95$	; $T = 1\ 759,7^\circ \text{ K}$
Petites fentes	: $\tau_3 = 0,009\ 241$	; $T = 1\ 866,9^\circ \text{ K}$.

Ces dernières ont seulement 4 mm. de large, on ne peut guère descendre plus bas si l'on veut compter sur une précision du millième dans la connaissance de τ_3 .

Ces trois températures sont suffisantes pour tracer la courbe d'étalonnage d'un pyromètre (chap. IV) ; en combi-

nant les ouvertures on peut d'ailleurs obtenir d'autres coefficients de réduction.

Cependant on ne peut dépasser ainsi 1 866,9° K, température obtenue avec la plus petite fente. Pour aller plus haut, il faudra procéder en deux étapes. Une première opération définit une brillance $\mathcal{B}$ telle que $\mathcal{B}_{\text{AU}}/\mathcal{B} = \tau_3$. Partant ensuite de $\mathcal{B}$, on peut définir des brillances supérieures, qui sont avec $\mathcal{B}$ dans les rapports τ_1 , τ_2 ou τ_3 . Avec deux opérations on peut donc mesurer des brillances qui sont 10 000 fois plus grandes environ que celle du corps noir au point de fusion de l'or, soit 3 000° K environ. La seule condition est que la brillance $\mathcal{B}$, définie par la première opération, puisse être reproduite ou conservée identique dans la deuxième; on verra dans les chapitres suivants comment cette condition peut être réalisée.

CHAPITRE III

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA PRÉCISION

16. — Dans les deux chapitres précédents, j'ai décrit les appareils permettant des mesures de température conformes à la Convention de 1927 (corps noir au point de fusion de l'or et spectrophotomètre) et j'ai donné des chiffres relatifs à leur précision ; je vais maintenant expliquer comment ont été obtenus ces chiffres. L'étude expérimentale de la précision aurait été facilitée par la réalisation de corps noirs à des températures physiquement bien définies, par exemple celles qui correspondent à la fusion du palladium, du platine, etc. — Mais, quoique le problème soit aujourd'hui beaucoup plus avancé que lorsque j'ai commencé mes recherches, on ne peut le considérer encore comme résolu avec une sécurité suffisante, sauf pour le corps noir au point de fusion de l'or. Heureusement les appareils à étudier sont avant tout des photomètres, et leur étude exige non pas des températures fixes, mais des brillances fixes ; on peut même étudier séparément le corps noir au point de fusion de l'or, en le comparant à une brillance fixe en valeur absolue, mais facile à réaliser parce qu'elle est faible, et le spectrophotomètre en le comparant à d'autres appareils définissant comme lui un rapport de brillances. J'ai employé dans ces vérifications des lampes et des pyromètres ; les lampes ont une zone d'emploi restreinte, en raison de leur usure à haute température, tandis que les pyromètres peuvent être employés pour définir n'importe quelle brillance ou rapport de brillances, parce qu'ils contiennent des verres absor-

bants grâce auxquels leur lampe tare n'est jamais portée à haute température (on peut s'arranger pour que le rapport de brillances mesuré soit exactement celui qui correspond à l'un des verres absorbants, et qui peut être considéré comme absolument invariable à condition que l'on opère à température fixe). C'est cependant seulement en multipliant les comparaisons entre les lampes, les pyromètres, le corps noir au point de fusion de l'or et le spectrophotomètre, qu'il est possible de se faire une idée de la précision obtenue avec chacun d'eux.

Lampes à ruban de tungstène.

17. Ces lampes sont d'un usage courant en pyrométrie⁽¹⁾; parcourues par un courant électrique, elles constituent une source à température assez uniforme sur quelques millimètres carrés, et ne s'usent que très lentement même à des températures de brillance de 2000° K si elles sont vidées, et de 2700° K si elles sont remplies d'un gaz inerte⁽²⁾. D'autre part les propriétés optiques du tungstène ont fait l'objet de nombreux travaux et sont bien connues⁽³⁾.

18. Caractéristiques des lampes à ruban de tungstène. — Les mesures décrites plus loin ont été exécutées avec des lampes à atmosphère gazeuse (fig. 16) que la maison Philips a bien voulu fabriquer spécialement pour notre laboratoire; j'adresse mes remerciements à M. le Dr Holst, directeur du Laboratoire de recherches de la Maison Philips, et à M. le Dr de Groot qui se sont occupés de leur construction et de leur perfectionnement.

(1) G. RIBAUD [*Traité de Pyrométrie optique*, Paris, 1931, pp. 341-352].

(2) FORSYTHE [*Nela Research. Lab.*, 1 (1925), 556].

(3) WORTHING [*Phys. Rev.*, 10 (1917), 377 et *Zt. f. Phys.*, 22 (1924) 9]; FORSYTHE et WORTHING [*Astroph. J.*, 61 (1925), 165].

La figure 17 donne les valeurs du courant, de la tension aux bornes et de la résistance en fonction de la température de brillance pour une de ces lampes : on remarquera que la variation relative de I est toujours de l'ordre de $1/1\,000^{\circ}$ pour une variation de température de 1° ; cette propriété, commune aux lampes de tous modèles et même aux fours, est très utile au point de vue mnémotechnique ⁽¹⁾.

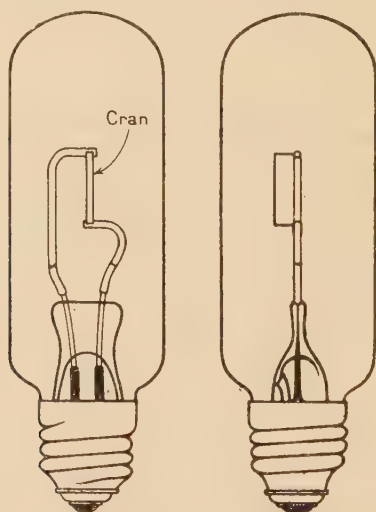


Figure 16.

Diamètre de l'ampoule : 40 mm. Hauteur totale : 130 mm.
Largeur du filament : 2,0 mm. Epaisseur : 0,06 mm.

La figure 18 indique la répartition des températures dans la lampe précédente suivant la longueur du filament ; on voit que les irrégularités inévitables de ce dernier (épaisseur 0,06 mm.) font de plus en plus sentir leur influence, à mesure que la température s'élève ; cela provient de ce que le rayonnement augmente très vite, alors que la conductivité

⁽¹⁾ G. RIBAUD. Relation courant température dans les lampes pyrométriques, *J. de Phys.*, 1 (1930), 176-184.

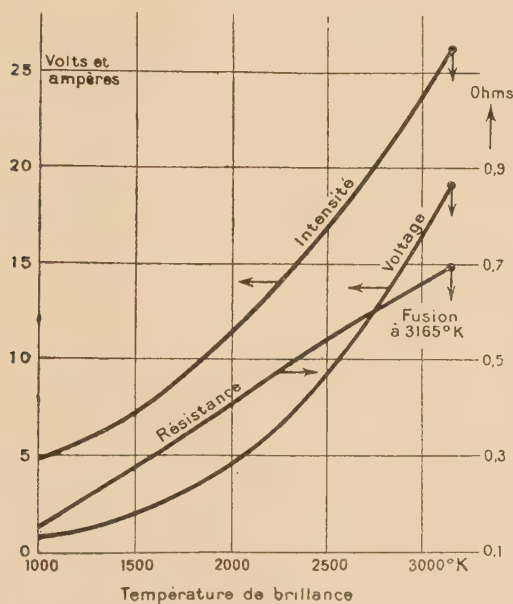


Figure 17.

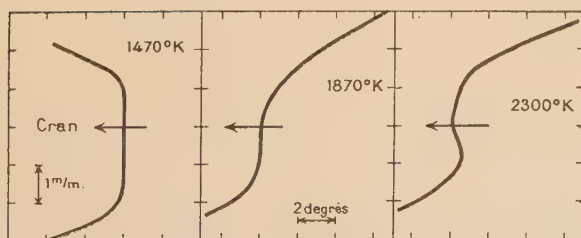


Figure 18.

Répartition des températures le long du filament de la lampe $\Phi'3$, pour différentes températures de brillance ; le cran coïncide à toutes les températures avec un palier de la courbe de répartition ; mais en général cette particularité favorable ne se présente pas et la courbe est placée de manière quelconque par rapport au cran.

calorifique reste du même ordre, ainsi que le montre un raisonnement analogue à celui qui a déjà été fait à propos des fours (6). La figure 19 donne la répartition des températures suivant la largeur du filament; l'allure de la courbe est la même pour toutes les lampes; elle résulte de l'influence des bords, qui pour une même énergie électrique reçue, rayonnent davantage que les régions centrales. Je n'ai donc pu

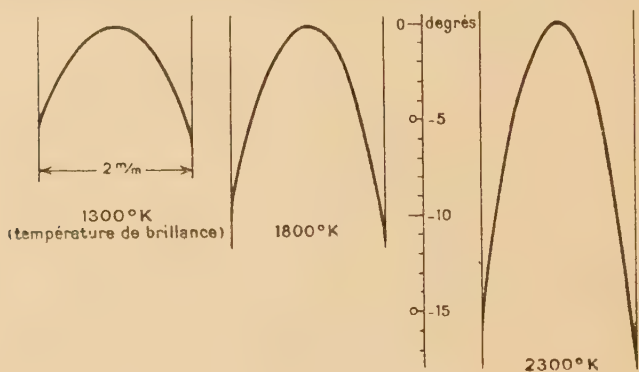


Figure 19.

Répartition des températures suivant la largeur du filament dans une lampe à ruban de tungstène (épaisseur 0,06 mm.; largeur 2 mm.).

employer pour les mesures que de très petites régions du filament, un carré de 0,3 mm. de côté au maximum; dans ces conditions on peut montrer que la brillance moyenne mesurée par un pyromètre à filament disparaissant est indépendante du modèle de celui-ci, aux erreurs d'expérience près, et égale à celle que l'on mesure avec un spectrophotomètre; tout ceci sous réserve que la région visée soit toujours la même à mieux que 0,1 mm. près (19).

Le tableau I donne le pouvoir émissif de couleur du tungstène d'après Forsythe et Worthing (1), les variations

(1) *Loc. cit.*, n° 17.

de la température de brillance qui en résultent pour une variation de longueur d'onde égale à $1 \text{ \AA}$, et les corrections provenant de la paroi de verre en admettant pour celle-ci un coefficient de transmission de 0,90. Cependant ces corrections peuvent être modifiées dans certains cas, d'une manière négligeable il est vrai, par suite des réflexions multiples à l'intérieur de la lampe (19).

TABLEAU I

Variation de la température de brillance d'une lampe à ruban de tungstène en fonction de la longueur d'onde effective : $\frac{\partial T}{\partial \lambda} = \frac{T^2}{C_2} \log_e e_T$.

$T_{\text{brillance}}$	$[e_T]_{\text{couleur}}$	$\log_e e_T$	$\left(\frac{\partial T}{\partial \lambda}\right)_{\text{tungstène}}$	$\left(\frac{\partial T}{\partial \lambda}\right)_{\text{ampoule}}$	$\left(\frac{\partial T}{\partial \lambda}\right)_{\text{total}}$
1000 °K	0,395	-0,928	-0,648 ¹⁰⁻²	-0,070 ¹⁰⁻²	-0,718 ¹⁰⁻²
1500	0,381	-0,965	-1,516	-0,157	-1,673
2000	0,365	-1,009	-2,818	-0,279	-3,097
2500	0,348	-1,054	-4,601	-0,437	-5,038
3000	0,331	-1,105	-6,945	-0,629	-7,574
fusion à 3165					par angstrom degrés

19. Définition des conditions de visées. — Son importance est grande, pour les raisons suivantes : 1° la température du filament n'est pas uniforme (18) ; 2° l'orientation de la lampe par rapport à la verticale agit sur sa température ; 3° le verre de l'ampoule présente de légers défauts ; 4° une partie de la lumière du filament peut se réfléchir sur l'ampoule, puis à nouveau sur le filament, augmentant ainsi sa brillance d'une quantité qui dépend de l'angle formé par la direction de visée avec celle de la normale au filament (fig. 20). Cette dernière cause d'erreur eut été facile à éviter en excentrant légèrement le filament (fig. 21) ; mais dans les conditions effectivement réalisées, on voit que l'ampoule

réfléchit environ $9/100^e$ de la lumière du filament, et ce dernier à son tour en réfléchit $55/100^e$ environ, ce qui donne un accroissement de la brillance égal à 5 o/o environ, correspondant à plus de 4^0 au point de fusion de l'or (encore n'avons-nous fait intervenir qu'une réflexion). Il y a donc intérêt à faire les visées sous un angle de 15^0 environ avec la normale au filament (fig. 21), ce qui élimine pratique-

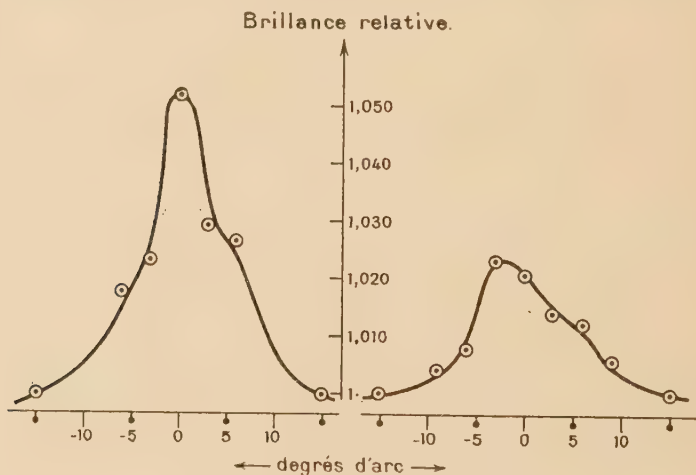


Figure 20.

La courbe de gauche est relative à une lampe n'ayant jamais servi qu'à $1\,336^0$ K et dont le filament est bien poli; la courbe de droite a une lampe ayant servi longtemps au-dessus de $2\,000^0$ K et dont le filament est par suite dépoli (les angles sont comptés négativement lorsque la normale au filament passait à gauche de l'observateur regardant à travers le pyromètre qui servait aux mesures de brillance).

ment toute lumière réfléchie; pour cet angle, le pouvoir émissif ne diffère encore que de $3/1\,000^e$ de sa valeur pour l'incidence normale, et varie de $1/1000^e$ pour $2,5^0$ d'arc, ce qui évidemment exige encore une définition précise de l'orientation de la lampe.

Quoi qu'il en soit, voici la disposition adoptée : la lampe était placée sur un support toujours identique, et loin de tout autre objet, l'ampoule (cylindrique) était réglée verticalement au moyen d'un fil à plomb par exemple ; la région visée était symétriquement placée par rapport au ruban et au cran très fin (0,1 mm.) que le constructeur avait taillé dans ce ruban ; un signe était dessiné sur le verre de l'ampoule et il devait pendant les mesures se détacher sur le milieu du filament, au-dessous de la région visée. Le pyromètre était rendu horizontal, de même que le spectrophotomètre, au moyen d'un niveau. Enfin l'allumage de la lampe et

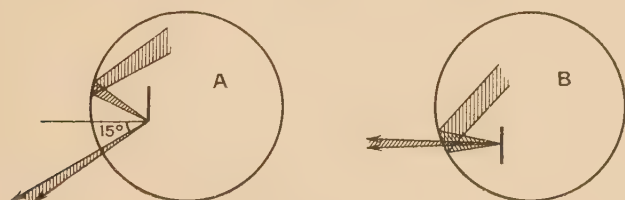


Figure 21.

Pour éviter les inconvénients des réflexions multiples on peut viser le filament obliquement (A) ou utiliser des lampes à filament excentré (B). — Pour la clarté de la figure les proportions du filament ont été exagérées, ainsi que les angles des faisceaux.

le commencement des mesures devaient être séparés par un intervalle de temps d'au moins une heure, nécessaire pour que la température de régime stable soit atteinte avec une précision correspondant à celle des mesures (1 millième de la brillance),

20. Comparaisons effectuées avec une lampe. — Le régime de la lampe était défini par le courant qui y passait, mesuré à mieux que le dix-millième de sa valeur (chap. V), et sa brillance était comparée avec celle que définissaient les autres appareils, pyromètres et spectrophotomètres. La lampe

employée pour ces comparaisons (désignée Φ_2) avait été vieillie 48 heures à $2\,300^\circ\text{K}$ environ. Ensuite elle n'a jamais été portée au-dessus de $1\,900^\circ\text{K}$ et a été utilisée seulement pour ces mesures de fidélité, c'est-à-dire un petit nombre d'heures (20 à 30).

Dans ces conditions je suis arrivé à définir l'accord avec le pyromètre à courant variable décrit plus bas avec une précision supérieure à $1/1\,000^\circ$ de la brillance, dans l'intervalle de température utilisé. Voici par exemple les valeurs trouvées à différentes époques, pour le courant dans la lampe tare p_{10} du pyromètre correspondant à un courant $I = 5,146\,6$ amp. dans la lampe Φ_2 :

30 juillet : $0,257\,13$ amp. ; 23 octobre : $0,257\,15$ amp. ;
27 novembre : $0,257\,13$ amp.

($0,000\,01$ amp. représente $0,04$ degré et $0,5/1\,000^\circ$ de la brillance).

Il y a donc lieu de penser que cette lampe permet de reproduire des brillances invariables dans les limites de précision ci-dessus ; à plus forte raison peut elle servir à reproduire les rapports de brillance nécessaires à l'étude du spectrophotomètre. Cette étude était faite ainsi : dans une première opération, où le secteur était arrêté, on effectuait 10 pointés sur la lampe Φ_2 portée à une température de brillance voisine de $1\,336^\circ\text{K}$; on obtenait ainsi la valeur du courant i dans la lampe tare du spectrophotomètre équilibrant le courant I de la lampe Φ_2 ; on faisait ensuite tourner le secteur et on faisait 20 lectures, ce qui donnait les courants i' et I' ; enfin on arrêtait le secteur et on faisait 10 pointés que l'on ajoutait aux 10 premiers pour calculer i et I . Pour comparer immédiatement les résultats il aurait fallu que I soit toujours le même ; mais comme il n'était pas commode de reproduire exactement I (voir chap. V) on raisonnait de la façon suivante : Si I_0 est la valeur de I choisie

comme repère pour ces comparaisons, la valeur de i correspondant à I_0 aurait été :

$$i_0 = i + (I_0 - I) \frac{di}{dI},$$

où la dérivée est déterminée une fois pour toute ; de la même façon il faudrait que i' soit égal à i_0 pour pouvoir comparer les valeurs de I' ; on calculait alors la valeur I'_0 correspondant à i_0 par la formule :

$$I'_0 = I' + (i_0 - i) \frac{dI'}{di},$$

où i_0 a la valeur donnée par la première formule ; on obtenait ainsi les valeurs I'_0 du courant dans la lampe Φ 2 correspondant pour la longueur d'onde λ du spectrophotomètre à une brillance N fois plus grande que celle correspondant au courant I_0 . Ce sont les mesures ainsi effectuées qui ont donné les résultats déjà cités à propos des montages II et III (14) : l'erreur maximum sur le courant I' correspondait à $\pm 2^\circ$ (± 1 o/o de la brillance) avec le montage II et à $\pm 0,7^\circ$ ($\pm 0,4$ o/o de la brillance) avec le montage III dont la moyenne était de $0,9^\circ$ inférieure à celle du montage II (pour $T = 1\,900^\circ \text{ K}$).

Le pyromètre à coin.

21. Le premier montage spectroscopique (14) a été étudié à l'aide d'un pyromètre à coin existant déjà au Laboratoire, car la technique relative à l'emploi des lampes et des pyromètres à courant variable n'était pas encore au point. Cet appareil a été construit suivant les principes proposés par G. Ribaud (1) ; il est d'un emploi extrêmement simple, dispensant de toute mesure potentiométrique de courant.

(1) *Rev. Opt.*, 5 (1926), 289-327.

Malheureusement, il ne s'agissait que d'un instrument destiné aux mesures courantes, c'est-à-dire peu précis, ainsi qu'il résulte de ses caractéristiques :

Inclinaison des coins : $1/1000^\circ$ de la brillance correspond à un déplacement de $1,1 \cdot 10^{-2}$ mm. (le dispositif d'entraînement ne permettant pas de compter sur mieux que 0,1 mm.).

Sensibilité du galvanoscope : 1 division correspond à $4/100^\circ$ de la brillance.

Grossissement du filament tare : 10 environ. Température de brillance de ce filament 1200° K environ.

Longueur d'onde effective à cette température $6610 \text{ \AA}$ environ (elle varie peu ensuite).

Les mesures étaient faites suivant la méthode d'égalisation (disparition) : on cherchait une position des coins telle qu'en leur faisant subir des déplacements alternatifs très petits le filament apparaisse alternativement plus clair et plus sombre que le fond lumineux; on plaçait ensuite les coins, au jugé, sur le milieu de la zone ainsi délimitée. Les écarts présentés par chaque lecture atteignaient facilement $\pm 0,2$ mm. soit $\pm 1/50^\circ$ de la brillance. Mais la moyenne de 10 pointés pouvait en général être reproduite avec une précision de $\pm 0,05$ mm. soit $1/200^\circ$ de la brillance.

22. Comparaisons effectuées avec ce pyromètre à coin. — Quoique cet appareil m'ait servi au début dans beaucoup d'expériences, je ne citerai que celles qui ont trait à l'étude du premier montage spectroscopique. Le principe en est le même que celui des comparaisons avec une lampe : mais au lieu de mesurer le courant I dans cette lampe, on mesure le déplacement l des coins du pyromètre pointé et équilibré sur cette lampe, grâce à un prisme à réflexion totale que l'on enlève pour faire les visées avec le spectrophotomètre. Si l' est le déplacement trouvé lorsque le secteur est arrêté et l''

sa valeur lorsque le secteur tourne, il est facile de voir que la différence $\Delta l = l' - l$ caractérise l'ouverture de secteur utilisée, indépendamment des températures de la lampe servant de source et de la lampe tare du pyromètre (sous réserve qu'elles ne varient que de quelques dizaines de degrés au plus); Δl est donc aussi une caractéristique des coins, qui ne pourrait se modifier qu'avec les coins eux-mêmes; la simplicité et la sécurité de cette comparaison sont donc très grandes.

Pour les grandes ouvertures du secteur j'ai trouvé : $\Delta l = 25,2 \pm 0,1$ mm; pour les ouvertures moyennes : $\Delta l = 43,3 \pm 0,2$ mm.; et pour les petites ouvertures $\Delta l = 51,3 \pm 0,2$ mm., ce qui représente des écarts de ± 2 o/o de la brillance ($\pm 3^{\circ}5$ à la plus haute des températures utilisées). Il est juste de remarquer que la méthode de disparition utilisée avec ce premier montage est moins bonne que la méthode de contraste utilisée avec les montages suivants : cependant les travaux de Fairchild, Hoover et Peters ⁽¹⁾ semblent indiquer qu'avec la méthode de disparition ils ont obtenu une précision comparable à celle que j'ai obtenue par la méthode de contraste, le nombre des lectures nécessaires n'étant pas beaucoup plus élevé (2 fois environ); il est possible que les mauvais résultats que j'ai obtenus au début de mes recherches doivent être attribués aux appareils eux-mêmes plutôt qu'à la méthode photométrique.

Le pyromètre à courant variable.

23. Pour les mesures les plus précises j'ai utilisé un pyromètre Holborn et Kurlbaum à filament disparaissant et courant variable ⁽²⁾, dans la construction duquel j'ai collaboré avec G. Ribaud ⁽³⁾. Le principe en a été très souvent adopté

⁽¹⁾ *Bur. of St.*, 2 (1929), 934.

⁽²⁾ HOLBORN et KURLBAUM [*Ann. der Phys.*, (10) (1903), 225].

⁽³⁾ *Traité de Pyrométrie Optique*, Paris (1931), 274-346.

par les constructeurs dans la réalisation de pyromètres industriels, mais il est aussi particulièrement indiqué lorsque l'on recherche une très grande précision. Différents modèles ont été construits dans les laboratoires s'occupant de Pyrométrie ⁽¹⁾. Voici les caractéristiques de l'appareil que j'ai utilisé (fig. 22).

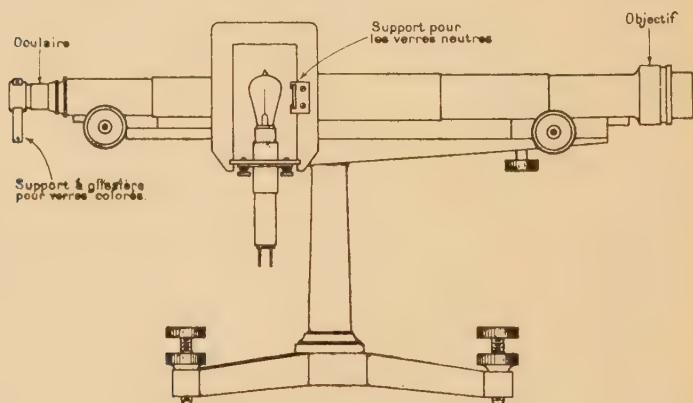


Figure 22.

24. Partie optique. — L'objectif est un « Olor » Berthiot de distance focale 200 mm., d'ouverture maximum $f/5,7 \approx 35$ mm., formé de 4 lentilles et comprenant un diaphragme à iris entre les deuxième et troisième lentilles. Une glissière en permet les grands déplacements, la mise au point étant faite par une crémaillère très bien travaillée. Le pyromètre peut recevoir trois lampes tares, mobiles dans tous les sens sur un chariot à glissières, de sorte qu'il est possible de comparer ces 3 lampes avec beaucoup de précision en les utilisant chacune à son tour dans des pointés exécutés sur une même source (en faisant 1 pointé avec chaque lampe et répétant l'opération 10 fois, on élimine complètement l'influence des variations de la source). Le filament de la lampe

(1) FORSYTHE [*Astroph., J.*, 43 (1916), 295-301].

ture ainsi que l'image de la source visée sont observés à l'aide d'un microscope grossissant 20 fois. Avec un tel grossissement il est nécessaire de choisir convenablement les ouvertures des faisceaux, si l'on veut obtenir des images acceptables. Suivant les principes établis par Fairchild et Hoover ⁽¹⁾, nous avons adopté pour le faisceau tombant sur le filament une ouverture d'angle de 0,09 radian et pour le faisceau émergent un angle de 0,05 radian; le premier était défini par le diaphragme à iris de l'objectif, le second par un diaphragme placé dans le microscope là où l'objectif de ce dernier forme une image de l'objectif du pyromètre; ce diaphragme pouvait être déplacé, et dans chaque mesure on s'assurait qu'il était bien réglé; pour cela on plaçait une lampe devant l'oculaire, et on recevait l'image du diaphragme sur un verre dépoli placé contre l'objectif: cette image devait être nette et bien centrée.

La nécessité d'une ouverture du faisceau tombant sur le filament est égale au moins à 0,09 radian permet de calculer la distance minimum de visée qui est de 40 cm. le grossissement de l'objectif étant alors égal à 1. Le grossissement maximum du pyromètre est donc égal à 20 comme celui du microscope, ainsi que je l'ai mesuré à la chambre claire (distance du *punctum optimum* = 250 mm.).

Le champ nécessaire pour des mesures précises correspond à environ 3 fois 1/2 la largeur du filament, soit 1,3 degré d'arc; avec le plus fort grossissement, il correspond à une source circulaire de diamètre 0,3 mm. seulement. Dans le cas où l'on étudie une source de plus grande dimension, la brillance que l'on mesure est une brillance moyenne faisant intervenir une région occupant dans le champ 20 ou 30 fois la largeur du filament ⁽²⁾ (fig. 23, Cf. 8); il est donc néces-

(1) *J. O. S. A.* 7 (1923), 543.

(2) Je remercie S. Nikitine, qui a bien voulu effectuer les mesures nécessaires à l'étude systématique de cette cause d'erreur.

saire, si l'on veut étudier la brillance en un endroit déterminé de la source, de diaphragmer convenablement le champ par un diaphragme placé dans l'oculaire (fig. 23); le diaphragme que j'ai utilisé est une feuille de gélatine dans laquelle a été percé un trou de 0,4 mm. (correspondant à un champ dont la largeur est 3 fois $1/2$ celle du filament) et sur laquelle on a gravé les contours du trou et l'image du filament; on peut ainsi explorer facilement le champ extérieur à la zone intéressante, tout en étant bien sûr de

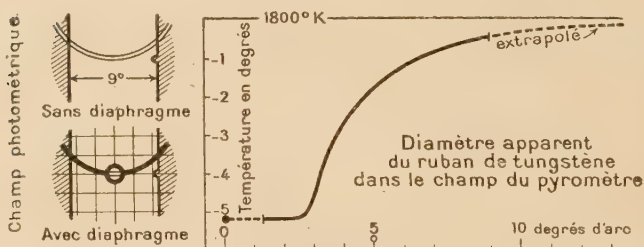


Figure 23.

Indications d'un pyromètre sans diaphragme de champ pointé sur une lampe à ruban de tungstène dont on fait varier la distance. La température limite a été obtenue pour un diamètre apparent de 9^0 (grossissement maximum) mais en introduisant le diaphragme de champ, ce qui a encore augmenté de $0,5^0$ l'indication du pyromètre; la région de la source utilisée pour les mesures était alors un cercle de diamètre un peu inférieur à 0,3 mm., vu sous un diamètre apparent de $1,3$ degré d'arc.

faire les mesures seulement sur cette zone. Un quadrillage gravé sur la feuille de gélatine permet un repérage facile de la région visée par rapport aux autres points de la source.

L'oculaire contient un verre rouge, un verre vert et un verre bleu que l'on peut substituer rapidement l'un à l'autre. Je n'ai utilisé que le premier, un verre rouge Jena F 4512, d'épaisseur 6 mm., dont j'ai déterminé la courbe de trans-

mission (fig. 24) à l'aide d'un spectrophotomètre Jobin et Yvon ⁽¹⁾. J'ai ensuite calculé sa longueur d'onde effective pour diverses températures (fig. 26), en admettant la courbe de visibilité donnée par Gibson et Tyndall ⁽²⁾. J'ai d'autre part mesuré expérimentalement cette longueur d'onde effective pour $T = 1800^{\circ}\text{K}$ et j'ai obtenu une valeur supérieure de $10\text{ \AA}$ à celle que donne le calcul.

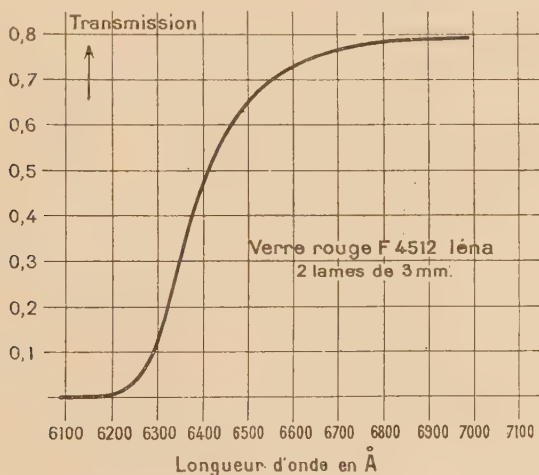


Figure 24.

Une glissière placée devant les lampes tares porte 4 verres neutres Jena F 7839 (verre moyen) de densités approximatives 1, 2, 3 et 4, permettant de passer du point de fusion de l'or aux températures 1550° , 1860° , 2300° et 3000°K , la température de brillance de la lampe tare restant comprise entre 1336° et 1550°K ; la graduation du pyromètre s'étend alors de 1336° à 4200°K , et si la lampe tare a été suffisamment vieillie (48 heures vers 2200°K , température de bril-

⁽¹⁾ *Rev. Opt. théor. et Instr.*, **1** (1922), 499-507.

⁽²⁾ *BUR OF STAND.* **19** (1923), 156.

lance) ses caractéristiques sont dans ces conditions pratiquement invariables.

J'ai mesuré la courbe de transmission relative au verre neutre n° 2 (fig. 25) et j'en ai déduit par les méthodes classiques ⁽¹⁾ les variations de longueur d'onde effective produites par chacune des 4 lames, qui avaient été taillées dans un même bloc (fig. 26). Enfin j'ai étudié l'influence des variations de température ambiante sur le verre neutre n° 2

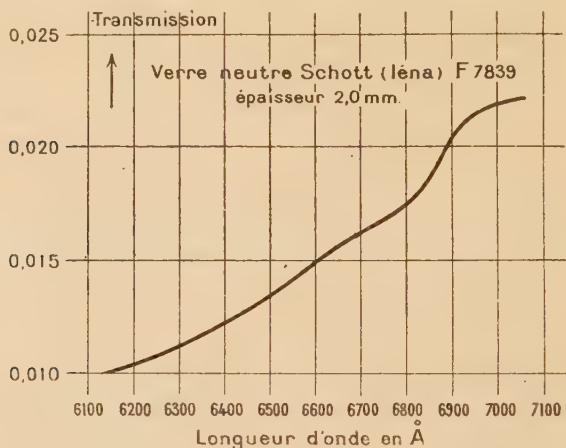


Figure 25.

(abaissement pyrométrique : $1,95 \cdot 10^{-4}$) : lorsqu'on élève la température de ce verre, la brillance transmise par le pyromètre avec son verre rouge augmente linéairement de 1,33 millième de sa valeur par degré. Pour avoir la variation relative à une autre lame, il suffit de multiplier ce coefficient par le rapport des abaissements pyrométriques (32). On voit qu'il faut définir très exactement, à mieux que 1° près, la température pour laquelle le pyromètre est gradué.

⁽¹⁾ G. RIBAUD [*Traité de Pyrométrie optique*, Paris, 1931, 182 et 192].

25. Lampes tares. — Ce sont les lampes décrites par Lax et Pirani ⁽¹⁾; le filament cylindrique est courbé en forme d'U renversé; pour la lampe p10, par exemple, son diamètre (mesuré optiquement) est de 0,065 mm. à froid et de 0,080 mm. à chaud. J'ai utilisé les deux modèles à faces planes et à ampoule conique; mais en raison de la qualité du verre de

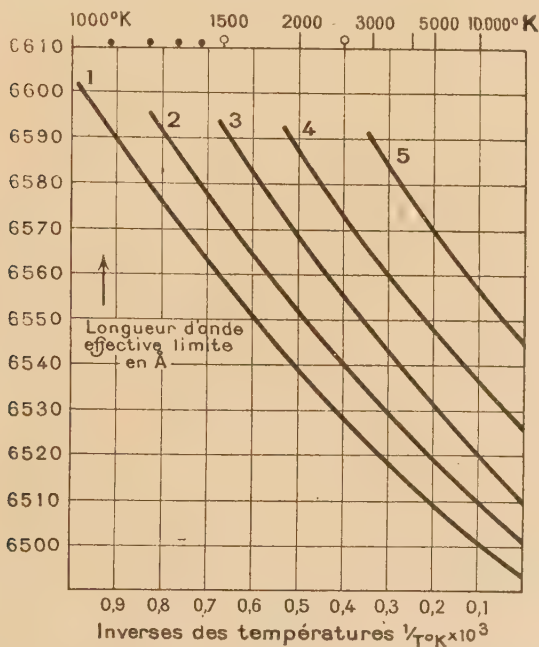


Figure 26.

Longueur d'onde effective du pyromètre sans verre neutre (courbe 1) et avec les différents verres neutres (courbes 2, 3, 4 et 5).

ces dernières et de la petite ouverture des faisceaux (0,05 radian), la précision des mesures est la même dans les deux cas.

La longueur totale du filament est d'environ 5 cm.; d'après l'étude de Ribaud et Nikitine ⁽²⁾, la température dans un fila-

⁽¹⁾ *Handbuch der Physik*, Berlin (1928), t. XIX, p. 405.

⁽²⁾ *Ann. de Phys.*, 7 (1927), 17.

ment infiniment long, de diamètre 0,06 mm., à une distance $d = 25$ mm. de l'extrémité, différerait seulement de 1^0 environ de la température obtenue pour $d \rightarrow \infty$ (en supposant celle-ci égale à 1400° K). Nos lampes possèdent donc une zone d'uniformité suffisante, et du reste on utilise seulement pour les mesures une petite région du filament (0,3 mm.

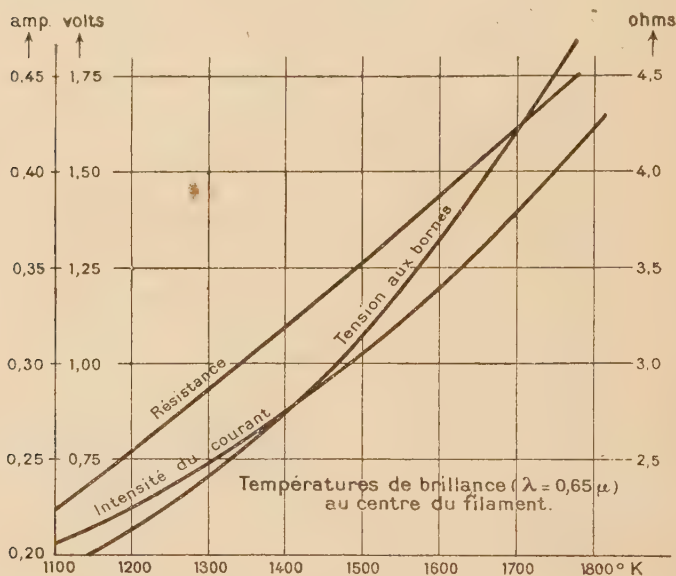


Figure 27.

environ) isolée du reste par un diaphragme (24) et toujours la même.

Le filament est placé dans le vide, ce qui a l'avantage de rendre les indications de la lampe moins sensibles aux changements de son orientation et de la température extérieure; la température limite d'emploi est par contre beaucoup plus basse (1800° K env) mais le pyromètre est prévu pour une température maximum encore moins élevée (24).

Les lampes ont été vieilles 48 heures à 2200° K (tempé-

rature de brillance) avant leur emploi. Leurs caractéristiques après ce vieillissement sont données par la figure 27. Elles varient peu d'une lampe à l'autre.

26. Méthode photométrique. — J'ai employé pendant longtemps la méthode de disparition proprement dite : au moyen d'un rhéostat de précision on agit sur le courant de la lampe de manière à faire apparaître le filament alternativement plus sombre et plus clair que la source ; on place ensuite le curseur du rhéostat, au jugé, sur le milieu de la zone ainsi délimitée. Dans ces conditions les lectures successives présentaient entre elles des écarts atteignant très souvent et même dépassant ± 2 o/o de la brillance (2^0 au point de fusion de l'or) il ne semblait pas que la moyenne de 10 pointés puisse être reproduite sûrement à $\pm 1/200^e$ de sa valeur ($0,5^0$). — J'ai déjà signalé les meilleurs résultats obtenus par d'autres chercheurs (22) ; il faut remarquer que ces derniers utilisaient un filament plus fin que le nôtre, exigeant un courant de 0,115 amp. au lieu de 0,258 amp. au point de fusion de l'or (soit 2,24 fois moins) ; d'après la théorie de Ribaud et Nikitine ⁽¹⁾ on peut calculer que le diamètre de ce filament était donc 0,035 mm. D'autre part il était deux fois moins grossi ⁽²⁾ ; le diamètre apparent du filament dans le champ était donc 3,5 fois plus petit que dans notre appareil ; dans ces conditions les auteurs cités étaient peut-être moins gênés que nous ne l'avons été par la non-uniformité de l'image du filament, même dans les meilleures conditions de diaphragmation des faisceaux (pour être sûr que le filament était plus clair ou plus sombre que le champ, il fallait que la différence atteigne au moins 4 o/o de la brillance).

⁽¹⁾ *Ann. de Phys.*, 7 (1927), 9 et 10.

⁽²⁾ FAIRCHILD HOOVER et PETERS [*Bur. of. Stand.*, 2 (1929), 933 et 934].

J'ai alors cherché à employer une méthode de contraste, que j'ai réalisée de la façon suivante : dans le circuit de la lampe tare est disposée en plus du rhéostat de réglage une petite résistance que l'on peut court-circuiter par un très bon interrupteur à mercure ; à une valeur donnée de la résistance du rhéostat correspondent donc, pour la lampe tare, deux brillances voisines que l'on peut reproduire alternativement absolument identiques à elle même, à de courts intervalles ; on règle alors le rhéostat principal de manière à ce que l'on obtienne, pour ces deux brillances, le même contraste entre le filament tare et la source sur laquelle il se détache ; la valeur adoptée pour ce contraste est environ 4 o/o de la brillance ; elle est à peu près identique à la valeur $\pm 3,5$ o/o proposée par Brodhun ⁽¹⁾ ; on pourrait également l'obtenir en déplaçant une lame de verre devant l'objectif, de manière à affaiblir à volonté de 8 o/o le rayonnement provenant de la source, ainsi que M. Ribaud a bien voulu me le signaler. — Dans ces conditions les lectures sont beaucoup plus rapides et commodes, ne présentant que très rarement des divergences supérieures à $\pm 0,4$ o/o de la brillance. De plus les moyennes de 5 à 10 lectures semblent pouvoir être reproduites, même à de longs intervalles, à mieux que 1/1000^e de la brillance (voir 8 et 20). Enfin on n'est pas non plus gêné par la non-uniformité de l'image du filament, car, beaucoup plus que dans la méthode de disparition, l'œil estime ici une brillance moyenne. — La méthode des contrastes successifs permet aussi de se contenter d'un champ plus faible que celui exigé par la méthode des contrastes simultanés.

27. Comparaisons effectuées avec le pyromètre à courant variable. — En premier lieu ce pyromètre a servi à l'étude du corps noir au point de fusion de l'or ; on peut vérifier que

⁽¹⁾ *Handbuch der Phys.*, Berlin (1928), t. XIX, 489 ; HELMHOLTZ [*Physiologische Optik*, Leipzig (1896), I, 424].

les fours ont été calculés pour permettre un grossissement plus que suffisant du corps noir; le centrage était fait en mettant au point successivement sur les différents diaphragmes, pendant une période d'instabilité du four (après une variation brusque de courant) où ils étaient suffisamment visibles. Les divergences constatées d'une mesure à l'autre étaient de $\pm 1,1^{\circ}$ pour la méthode du fil et $\pm 0,15^{\circ}$ pour la méthode du bain (5 et 8).

En second lieu de nombreuses comparaisons ont été effectuées entre les lampes à ruban de tungstène et le pyromètre; dans la dernière année de mes recherches, je suis arrivé à définir leur accord à mieux que $1/1000^{\circ}$ de la brillance (20). Mais j'ai observé longtemps des divergences pouvant être 4 à 5 fois plus grandes, jusqu'à ce que les causes d'erreurs déjà énumérées (18, 19, 24) aient été découvertes et éliminées.

Enfin j'ai exécuté des comparaisons directes avec le spectrophotomètre, d'après la méthode déjà décrite (22) consistant à envoyer alternativement la lumière d'une lampe servant de source sur l'un et l'autre appareil; cependant je n'ai plus employé le prisme à réflexion totale, qui n'intervenait que dans les visées au pyromètre, et constituait par suite une source d'erreurs supplémentaires; la source lumineuse a été montée sur un support rotatif très bien travaillé, qui l'amenait alternativement, avec la plus grande douceur et la plus grande précision, dans la direction du pyromètre et dans celle du spectrophotomètre, de sorte que les conditions de visée étaient absolument identiques pour chacun d'eux (l'axe de support était soigneusement réglé vertical) (1). Un perfectionnement plus grand a consisté dans

(1) Le même principe a été ensuite adopté dans le laboratoire chaque fois qu'une même source devait être visée par deux appareils. Un four à tube de carbone pesant 15 kg. environ consommant jusqu'à 250 amp. a été ainsi monté en équilibre sur une bille d'acier de 3 cm. de diamètre, et le résultat a été tout à fait satisfaisant.

l'emploi de deux observateurs, un pour chaque appareil ; dans ces conditions, il est possible de faire alternativement avec chacun de ces appareils une seule lecture chaque fois, malgré la différence de leur champ et de leur clarté qui rend ce procédé impraticable pour un observateur seul. On élimine donc complètement les variations lentes de la brillance de la source, impossibles à éviter si elle est à très haute température ; et si elle est à basse température on évite d'avoir à attendre sa stabilisation, toujours longue. Les résultats ainsi obtenus ont confirmé quantitativement ceux donnés par les lampes à ruban de tungstène, entre 1336 et 1900° K (20).

Conclusion.

28. Les appareils comparés les uns aux autres sont de principes très différents : lampes à filament plat, pyromètres, spectrophotomètres, corps noirs au point de fusion de l'or ; la reproductibilité des résultats obtenus dans ces comparaisons est donc une garantie très sûre de la fidélité de chaque instrument. Il semble que la lampe à ruban de tungstène, aux températures inférieures à 1900° K, et le pyromètre à courant variable, sous réserve que sa lampe tare soit peu poussée, constituent chacun un moyen de repérer rapidement une brillance à mieux que 1/1000^e de sa valeur et cela avec une fidélité du même ordre. Le corps noir au point de fusion de l'or réalisé par la méthode du bain, est un peu moins précis ($\pm 1,5/1000^e$) ; par contre il est probable qu'il ne présente aucune évolution, étant donné la pureté de l'or que l'on peut obtenir actuellement, sous réserve que l'on remplace cet or de temps en temps, après un nombre de fusions qui paraît pouvoir être assez grand. Enfin le spectrophotomètre constitue un procédé de repérage du rapport de deux brillances spectrales encore assez précis ($\pm 4/1000^e$).

L'incertitude dans le calcul de ce rapport et de la longueur d'onde correspondante a été étudiée théoriquement au chapitre II, elle semble négligeable par rapport à l'erreur expérimentale ; il faut ajouter que la concordance de trois montages spectrophotométriques très différents garantit l'absence de fortes erreurs systématiques ; même en dehors de toute théorie, il serait déjà à peu près certain que les températures mesurées par l'un des appareils décrits sont exactes à mieux que 1° à 1900° K.

CHAPITRE IV

ÉTALONNAGE DES PYROMÈTRES ET DES LAMPES

29. Il semble que les appareils décrits aux chapitres I et II (corps noir au point de fusion de l'or et spectrophotomètre) ne pourront être employés utilement que dans des laboratoires spécialement outillés (batteries de grande capacité pour alimenter les fours, machines à diviser pour étudier le secteur, supports très stables en maçonnerie, etc.) et par des observateurs spécialement entraînés à leur manipulation. Il y a donc intérêt à graduer, par comparaison avec les précédents, des appareils plus simples et possédant une précision au moins égale; il faudra aussi que ces appareils ne soient pas susceptibles d'évoluer sous diverses influences, ou simplement par suite de leur utilisation, c'est-à-dire qu'ils soient fidèles. J'ai montré au chapitre III les conditions dans lesquelles les pyromètres optiques et les lampes à ruban de tungstène possédaient ces trois qualités. Leur graduation en températures est l'objet du présent chapitre.

Etalonnage des pyromètres.

30. Comparaison avec le spectrophotomètre et le corps noir au point de fusion de l'or. — Voici le schéma de l'opération :

1^o On pointe le spectrophotomètre sur un corps noir à 1 336° K (point de fusion de l'or) sans interposition du secteur tournant, et on obtient un courant i dans la lampe tare.

2^o Le secteur étant interposé, on pointe le spectrophoto-

mètre sur un corps noir dont on règle la température T_N de manière à retrouver le même courant i . On a alors :

$$\frac{1}{1336} - \frac{1}{T_N} = \frac{\lambda_e}{1,432 \cdot 10^8} \log_e N,$$

λ_e est la longueur d'onde effective en $\text{\AA}$ du spectrophotomètre pour les températures 1336°K et T_N ; N est le coefficient de réduction du secteur. Il suffit de pointer sur le corps noir le pyromètre à étalonner pour avoir l'indication I de ce pyromètre pour la température T_N .

Dans l'application de cette méthode, j'ai d'abord cherché à utiliser comme corps noir à 1336°K l'un des appareils décrits au chapitre III (méthode du fil ou du bain); mais il aurait alors fallu répéter l'expérience un très grand nombre de fois, de manière à étudier l'influence de la forme du four, de la technique expérimentale, de la provenance de l'or, etc., et encore aurais-je été gêné par les incertitudes provenant du spectrophotomètre lui-même. C'est d'une manière analogue que Hoffmann et Meissner ont déterminé le point de fusion du palladium ⁽¹⁾ : dans ce cas il y a une seule température à déterminer, et la méthode doit être aussi directe que possible. Mais l'étalonnage d'un pyromètre demande au contraire la connaissance d'un grand nombre de températures, et on ne peut recommencer la même étude pour chacune d'elles.

On est donc conduit à repérer la brillance obtenue dans chaque expérience sur le corps noir au point de fusion de l'or au moyen d'appareils précis et fidèles, qui permettront, après une étude de plusieurs années par exemple, de comparer toutes ces brillances et de choisir en connaissance de cause la meilleure. Tel que je l'ai utilisé, le spectrophotomètre ne paraît pas se prêter à une telle étude,

(1) *Ann. der Phys.*, **60** (1919), 204.

et il n'est pas sûr que l'on puisse pratiquement le réaliser sous une forme où il soit assez fidèle (14). Par contre le pyromètre à courant variable (23 à 27) semble convenir : l'une des 3 lampes tares est utilisée ordinairement, l'autre de temps en temps comme contrôle, et la troisième seulement en cas de désaccord ; on peut craindre que la transmission de l'objectif ne se modifie avec le temps, mais l'expérience semble montrer que cette cause d'erreur est négligeable. Les lampes à ruban de tungstène peuvent aussi servir à repérer des brillances, mais leur emploi est ici beaucoup plus compliqué, puisqu'il faudra, dans chaque expérience, pointer le corps noir au point de fusion de l'or avec un spectrophotomètre ou un pyromètre, et viser ensuite la lampe pour y reporter le résultat obtenu ; par contre elles ont l'avantage de ne comporter qu'une seule surface de verre susceptible d'être salie. Aussi ai-je adopté un moyen terme : la brillance du corps noir au point de fusion de l'or est conservée par le pyromètre muni de ses 3 lampes, et celui-ci est comparé de temps en temps à une lampe à ruban de tungstène (utilisée seulement à 1336° K) de manière à vérifier que la transmission de l'objectif ne change pas : un groupe de 3 lampes à ruban de tungstène, combiné avec les 3 lampes du pyromètre, conservera les résultats des expériences pendant une durée qui certes n'est pas infinie, mais atteint peut-être plusieurs années.

C'est donc un pyromètre qui définira la température du corps noir à 1336° K utilisé dans un étalonnage, et voici comment se présente celui-ci, dans le cas où il a pour objet la graduation de ce même pyromètre :

Le corps noir servant de source est monté de manière à pouvoir être visé alternativement par le pyromètre et le spectrophotomètre (27).

1° Le corps noir est au voisinage du point de fusion de l'or ; le secteur n'intervient pas ; on obtient au spectrophotomètre l'indication i et au pyromètre l'indication I .

2° Le corps noir est au voisinage de la température T_N définie plus haut, le secteur est interposé; on obtient les indications i' et I' .

Si pour une température égale à 1 336° K le pyromètre fournit l'indication I_0 , l'indication I correspondant à la température T_N s'obtient par un raisonnement analogue à celui du paragraphe 20 :

$$I_N = I' + \left[(i - i') + (I_0 - I) \frac{di}{dI} \right] \frac{dI'}{di}.$$

Les deux dérivées sont déterminées une fois pour toutes. On recommence plusieurs fois l'étalonnage à des jours différents, en refaisant chaque fois un réglage aussi complet que possible des appareils. On adopte ensuite dans la graduation du pyromètre la moyenne des valeurs obtenues pour I_N ; leur concordance définit la précision sur laquelle on peut compter.

La formule précédente ne contient ni la température T_N , ni celle de 1 336° K. En réalité ce que nous avons déterminé dans l'étalonnage précédent, c'est une relation entre l'indication I_0 et l'indication I_N que lui fait correspondre l'interposition d'un secteur de réduction égale à N . A chaque système d'ouverture du secteur correspond une relation analogue. Nous appellerons avec Henning ⁽¹⁾ « étalonnage relatif » celui qui consiste à déterminer les relations précédentes et « étalonnage absolu » celui qui consiste à déterminer l'indication I_0 correspondant au point de fusion de l'or, distinction justifiée par l'indépendance complète de ces deux étalonnages; voici du reste comment les choses se présentent dans l'utilisation du pyromètre: on adopte, pour matérialiser l'étalonnage *relatif*, une valeur de I_0 choisie une fois pour toute (du reste la plus exacte possible); on obtient ainsi une graduation *conventionnelle* du pyromètre, ne dépendant que,

(1) *Zts. f. Physik*, 29 (1924), 162 et 32 (1925), 807.

des comparaisons avec le spectrophotomètre, et que chaque comparaison perfectionne. D'autre part les expériences de fusion d'or perfectionnent en même temps l'étalonnage absolu. A une certaine époque par exemple, on considère que la température correspondant à l'indication I_0 est non pas $1\,336^\circ\text{K}$ mais $1\,336^\circ\text{K} + \Delta T_0$. Pour obtenir la température exacte correspondant à une indication quelconque I , il suffit alors de prendre la température T correspondante dans la graduation conventionnelle et d'y ajouter la correction :

$$\Delta T = \Delta T_0 \left(\frac{T}{1\,336} \right)^2.$$

Si même la graduation a été faite en $\frac{1}{T}$ cela revient à la déplacer en bloc d'une quantité constante

$$\Delta \left(\frac{1}{T} \right) = - \frac{\Delta T_0}{1\,336^2};$$

c'est justement cette propriété mathématique de la graduation en $\frac{1}{T}$ qui avait conduit Henning à séparer l'étalonnage d'un pyromètre en deux parties indépendantes ; mais d'après ce qui a été dit plus haut, les véritables raisons sont d'ordre physique et non mathématique, et nous allons voir maintenant que c'est encore cette séparation qui permet d'employer dans la graduation d'un pyromètre des lampes à ruban de tungstène plus maniables que le corps noir.

31. Emploi de sources non noires. — Lorsqu'on emploie à la place du corps noir une source de pouvoir émissif inférieur à 1 (dans l'étalonnage relatif), il est nécessaire d'ajouter à la température T_N du numéro précédent des corrections provenant de ce que le pyromètre et le spectrophotomètre ne mesurent pas la même température de brillance : en effet celle-ci dépend de la longueur d'onde effective (18, tableau I) qui est à peu près constante pour le spectrophoto-

mètre, tandis que pour le pyromètre elle dépend de la température (fig. 26); il n'est donc pas possible de faire coïncider les longueurs d'ondes effectives des deux instruments dans les deux phases de la comparaison.

Le tableau I permet de calculer dans chacune de ces phases la correction qu'il faut ajouter à la température mesurée par le pyromètre pour avoir celle que mesure le spectrophotomètre, soit ΔT_0 au voisinage de 1336°K et ΔT_N au voisinage de T_N ; supposons maintenant que la température mesurée par le pyromètre pendant la première phase soit exactement 1336°K ; celle que mesure le spectrophotomètre est : $1336 + \Delta T_0$. Lorsque l'on fait tourner le secteur, la température correspondant à la même indication du spectrophotomètre est alors non pas T_N mais $T_N + \left(\frac{T_N}{1336}\right)^2 \Delta T_0$. Et la température mesurée par le pyromètre est :

$$T_N + \left[\left(\frac{T_N}{1336} \right)^2 \Delta T_0 - \Delta T_N \right].$$

L'expression entre crochets est la correction globale cherchée, c'est ainsi qu'on la calculera pratiquement en partant des longueurs d'ondes effectives limites aux températures $T_0 = 1336^\circ \text{K}$ et T_N ⁽¹⁾. Le tableau II en donne les valeurs pour le pyromètre dont les caractéristiques ont été données plus haut (23 et suiv.).

Cependant pour justifier l'emploi des sources non noires, il vaut mieux mettre cette correction sous une forme plus

(1) En toute rigueur, il faudrait faire intervenir dans chaque cas la longueur d'onde effective correspondant à « l'extrapolation » [G. RIBAUD, *Rev. Opt.*, 8 (1929), 145-154], entre la température de brillance et la température de couleur de la source visée; une théorie plus complète que celle que je donne ici montre que les modifications qui en résulteraient non seulement restent inférieures aux erreurs d'expérience, mais encore sont les mêmes dans chaque correction partielle, de sorte qu'elles s'éliminent complètement dans la correction totale.

TABLEAU II

Corrections en degrés relatives à la graduation d'un pyromètre, lorsque l'on utilise une lampe à ruban de tungstène dans la comparaison avec le spectrophotomètre.

Echelle n° 1 (sans verre noir)		Echelle n° 2 (verre noir $\Delta = 1$)		Echelle n° 3 (verre noir $\Delta = 2$)		Echelle n° 4 (verre noir $\Delta = 3$)	
1300°	— 0,04	1500°	— 0,10	1700°	— 0,25	2000°	— 0,65
1400	+ 0,05	1600	— 0,01	1800	— 0,20	2200	— 0,57
1500	+ 0,15	1700	+ 0,09	2000	— 0,04	2600	— 0,40
1600	+ 0,27	1900	+ 0,31	2200	+ 0,14	3000	— 0,25
1700	+ 0,38	2000	+ 0,41	2500	+ 0,40	3165	— 0,12
1800	+ 0,52	2200	+ 0,70	2800	+ 0,81	(fusion)	

Le calcul de ces corrections a été fait à partir des courbes de la fig. 26, la longueur d'onde du spectrophotomètre étant 6507 Å ; la partie supérieure du tableau correspond à l'utilisation normale du pyromètre (températures en degrés K).

explicite : à partir de la formule du paragraphe 18 donnant les corrections ΔT_0 et ΔT_N il est facile de calculer la correction globale $\Delta T_{0,N}$; la variation relative de brillance qui lui correspond est alors :

$$\frac{\Delta \mathcal{B}}{\mathcal{B}} = \frac{C_2}{\lambda T^2} \Delta T_{0,N},$$

c'est-à-dire :

$$\frac{d\mathcal{B}}{\mathcal{B}} = \frac{1}{\lambda_T} \left[(\lambda_T - \lambda_0) \log_e e_0 + (\lambda_T - \lambda_e) \log_e \frac{e_T}{e_0} \right]$$

(λ_e longueur d'onde du spectrophotomètre ; λ_0 longueur d'onde du pyromètre à 1366° K ; λ_T longueur d'onde du pyromètre à la température T ; e_0 et e_T , pouvoirs émissifs de couleur de la source visée à 1336° K et à T). Pour une lampe à ruban de tungstène, $\log_e e$ vaut environ — 1 ; $\log \frac{e_T}{e_0}$ est au plus égal à 0,2 pour $T_0 = 1336$ et $T = 3165^\circ$ K (point de

fusion du tungstène). Si nous cherchons la précision avec laquelle doivent être connues les longueurs d'ondes effectives, nous trouvons qu'il faut pour entraîner une erreur de $1/1000^{\circ}$ de la brillance, une erreur de $6,5 \text{ \AA}$ dans la connaissance de $(\lambda_T - \lambda_0)$ et de $33 \text{ \AA}$ dans celle de $(\lambda_T - \lambda_e)$, c'est-à-dire de λ_T puisque λ_e est connu par hypothèse à $1 \text{ \AA}$ près au moins ; on voit donc que la longueur d'onde effective du pyromètre n'a besoin d'être connue que d'une façon grossière, seule sa variation avec la température doit être connue avec une incertitude assez faible, inférieure à $6,5 \text{ \AA}$; or cette variation, pour l'intervalle de 1336 à 3000° K , est seulement de $45 \text{ \AA}$ (fig. 26) si l'on considère le verre rouge seul ; il semble donc certain que même en tenant compte des incertitudes sur les facteurs de visibilité et le théorème d'additivité (11) elle peut être calculée avec une erreur notablement inférieure à $6,5 \text{ \AA}$; il en est de même pour les augmentations de longueur d'onde correspondant à chaque verre neutre (fig. 26), de sorte qu'il ne semble pas y avoir d'erreur à craindre de ce côté ; et cela est vraiment dû à l'emploi de la lampe dans les deux phases de l'étalonnage : si dans la première on avait voulu viser directement le corps noir au point de fusion de l'or avec le spectrophotomètre, ce n'est plus la variation $(\lambda_T - \lambda_0)$ qu'il aurait fallu connaître à mieux que $6,5 \text{ \AA}$ près, mais la valeur absolue λ_T , problème beaucoup plus délicat. — Cherchons maintenant la précision avec laquelle doivent être connus les pouvoirs émissifs : pour entraîner une erreur de $1/1000^{\circ}$ de la brillance, il faudrait une erreur relative sur e_0 (dans le premier terme de la formule) inversement proportionnelle à $(\lambda_T - \lambda_0)$. Or, pour le pyromètre cité (en tenant compte de l'emploi des verres neutres), cette différence ne dépasse guère $30 \text{ \AA}$; l'erreur relative sur e_0 serait alors 20 o/o ; les travaux de Forsythe et Worthing ont montré que l'on peut compter sur une préci-

sion beaucoup plus grande. Le deuxième terme de la formule donne également une limite des erreurs admissibles sur e_0 et e , limite inversement proportionnelle à $(\lambda_T - \lambda_e)$. Nous voyons ici la nécessité déjà signalée (11) de prendre pour le spectrophotomètre une longueur d'onde voisine de celle du pyromètre : si par exemple $(\lambda_T - \lambda_e)$ était égale à $300 \text{ \AA}$, il suffirait d'une erreur de 1 0/0 dans un sens différent sur e_0 et sur e_T pour entraîner sur $\mathcal{B}$ une erreur de 1/1 000^e. C'est pourquoi dans mes mesures j'ai utilisé la longueur d'onde 6 507 pour le spectrophotomètre, celle du pyromètre oscillant autour de $6\,550 \text{ \AA}$.

En résumé l'utilisation de lampes à ruban de tungstène, dans l'étalonnage relatif, ne semble pas entraîner d'erreur comparable aux incertitudes photométriques ; leur stabilisation rapide, la faible intensité du courant qui les alimente facilitent beaucoup les mesures. Malheureusement elles ne permettent pas de dépasser 3 100° K environ, et pour les températures supérieures, il faudra revenir au corps noir en graphite (notons que si celui-ci comporte une glace de visée, ou si on le vise par l'intermédiaire d'un prisme, il y aura lieu d'introduire une correction analogue aux précédentes, pouvant atteindre 1/1 000^e de la brillance). Enfin il faut se rappeler les multiples précautions nécessaires dans l'emploi des lampes (en particulier il est nécessaire de contrôler et de régler à chaque instant, en cours de mesure, la position des appareils de manière que la région visée soit la même pour le pyromètre et le spectrophotomètre, avec une précision de 2 ou 3 centièmes de millimètre ; et cela sans qu'aucun des observateurs se déplace, de crainte des déformations du sol).

32. Interpolation. — La comparaison avec le spectrophotomètre donne un certain nombre de points de la graduation relative du pyromètre. Pour obtenir les autres il faut inter-

poler ; et comme il s'agit de réaliser à chaque instant le maximum de précision, la méthode d'interpolation devra être telle que chaque nouvelle expérience puisse être utilisée très simplement, immédiatement, pour modifier et corriger en conséquence toute la graduation ; seule la méthode graphique m'a paru posséder la souplesse nécessaire (l'emploi de formules d'interpolation $I = A + BT + CT^2 + \dots$, dans lesquelles on compense les erreurs par la méthode des moindres carrés, conduisant à des calculs compliqués et d'un contrôle difficile) ⁽¹⁾. Cependant la méthode graphique ne peut être appliquée pratiquement lorsqu'on cherche une extrême précision (pour représenter un intervalle de 200° en étant sûr du dixième de degré, il faudrait un graphique de 2 m. de côté). J'ai donc utilisé une méthode « semi-graphique » inspirée de la méthode géodésique bien connue du « point approché » ; en voici le principe :

On adopte une « courbe de référence » définie par une fonction analytique $I_r = f(T)$ choisie une fois pour toutes et passant près des points expérimentaux de la graduation. Pour chacun de ceux-ci on calcule la différence $I - I_r$, que l'on porte en ordonnée sur un graphique où T est porté en abscisse ; si la fonction I est convenablement choisie ($I - I_r$) varie très lentement en fonction de la température, de sorte que l'on peut raccourcir beaucoup l'échelle des abscisses (1 mm. par degré par exemple). Le graphique est alors très maniable, on peut facilement y porter chaque nouveau point expérimental et modifier la courbe en conséquence. Voici dans ces conditions comment se présente la mesure d'une température avec le pyromètre à courant variable, par exemple. L'équation de la courbe de référence, le tableau qui la représente (*et qui a été calculé une fois pour toutes*), le graphique représentant l'étalonnage relatif, enfin la tem-

(1) G. RIBAUD. *Traité de Pyrométrie Optique*, Paris, 1931, 310.

pérature correspondant (d'après les meilleures fusions d'or) au courant I_0 adopté dans cet étalonnage relatif, sont donnés par le tableau III et la figure 28. Soit $I = 0,292\ 03$ amp. par exemple, le courant obtenu dans la mesure d'une température qui d'après le tableau de référence est voisine de $1\ 460$. Le graphique donne $I - I_r = -12$ d'où : $I_r = 0,292\ 03 - (-12) = 0,292\ 15$; pour $0,291\ 92 (= 0,292\ 15 - \dots\ 23)$ le tableau donne $T = 1\ 460$, différence tabulaire 303 . Il faut donc ajouter $\frac{23}{30,3} = 0,76^\circ$, la température est de $1\ 460,76^\circ$ d'après l'étalonnage relatif. D'autre part pour le courant $I_0 = 0,257\ 57$ adopté dans cet étalonnage, les fusions les plus récentes (8) donnent $1\ 336,1^\circ$; d'où une correction (30) égale à $0,1 \times \frac{1\ 450^2}{1\ 336^2} = 0,12^\circ$. La température vraie mesurée par le pyromètre est donc : $1\ 460,76 + 0,12 = 1\ 460,9^\circ$ K. Pour trouver le courant correspondant à une température donnée, on procède d'une manière inverse. Il est facile d'imaginer une disposition des calculs les rendant très rapides : tous peuvent être faits à la règle à calcul, avec une précision plus que suffisante (remarquer cependant que l'on doit calculer les centièmes de degré si l'on veut être sûr du dixième sur le résultat).

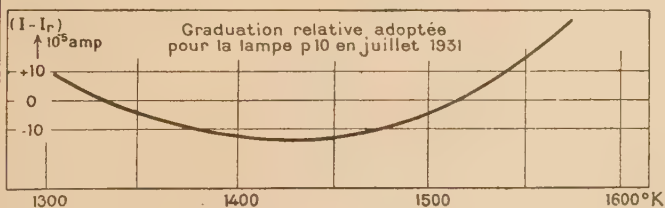
Le choix de la courbe de référence, ainsi que le nombre des points expérimentaux nécessaires, dépendent du pyromètre : dans le cas du pyromètre à courant variable, l'expérience a montré que la courbe courant-température de la lampe tare pouvait être assimilée à une parabole à mieux que 1° près, entre $1\ 300$ et $1\ 900^\circ$ K; or son domaine d'utilisation est beaucoup plus restreint : $1\ 300$ à $1\ 500^\circ$ K environ (24); il est donc très probable que la courbe est parabolique dans cet intervalle à une petite fraction de degré près. On prendra donc comme courbe de référence une parabole, et la graduation exigera au moins 2 points expérimentaux, qui avec le point de départ conventionnel I_0 définiront une

Tableau III et figure 28.

Résultats de l'étalonnage
du pyromètre à courant variable n° 2 (lampe p10)

Ordonnées de la courbe de référence (lampe p10);
 $I_r = 0,25617 + 2,49 \cdot 10^{-4} (T - 1330) + 2 \cdot 10^{-7} (T - 1330)^2$.

T (degrés K)	I_r (amp.)	$\Delta I_r (\times 10^5)$	T	I_r	ΔI_r
1300	0,24888	235	1450	0,28893	295
1310	25127	239	1460	29192	299
1320	25370	243	1470	29495	303
1330	25617	247	1480	29802	307
1340	25868	251	1490	30113	311
1350	26123	255	1500	30428	314
1360	26382	259	1510	30747	319
1370	26645	263	1520	31070	323
1380	26912	267	1530	31397	327
1390	27183	271	1540	31728	331
1400	27458	275	1550	32063	335
1410	27737	279	1560	32402	339
1420	28020	283	1570	32745	343
1430	28307	287	1580	33092	347
1440	28598	291	1590	33443	351
		295			355



Abaissements pyrométriques :

Verre n° 1	$1,0595 \cdot 10^{-4}$
Verre n° 2	$1,9497 \cdot 10^{-4}$
Verre n° 3	$3,2145 \cdot 10^{-4}$

Etalonnage au point de fusion de l'or :
(Juillet 1931)

Correction à la graduation relative — 0,1 degré

parabole (1). Chaque lame de verre neutre déplace cette graduation d'une quantité $\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} = A$, que Hoffmann (2) a appelé « affaiblissement pyrométrique », variant très légèrement avec la température, suivant une loi linéaire en $\frac{1}{T}$.

Il suffira donc de deux points expérimentaux pour établir la graduation correspondant à chaque lame, soit en tout $2 + 4 \times 2 = 10$ points expérimentaux. Cependant il faut remarquer que 4 de ces points peuvent être déterminés sans l'aide d'un spectrophotomètre puisque la température la plus basse obtenue avec la lame de densité 2 par exemple coïncide avec la température la plus haute obtenue avec la lame de densité 1, et de même pour les autres lames ; il reste donc en tout 6 comparaisons avec le spectrophotomètre.

Dans le cas du pyromètre à coin les choses sont en apparence plus simples, car la graduation en $\frac{1}{T}$ est une parabole très voisine d'une droite (3). On adoptera donc une droite comme courbe de référence, et il suffira de deux comparaisons avec le spectrophotomètre pour déterminer la parabole représentant l'étalement relatif. Les corrections dues au pouvoir émissif de la source de comparaison se présentent aussi sous une forme plus simple. En réalité tout ceci suppose le coin parfaitement régulier, ou, dans le cas contraire, parfaitement étudié ; c'est une des raisons pour lesquelles le pyromètre à courant variable semble devoir être préféré comme appareil de précision.

(1) En réalité le secteur dont je disposais ne permettait pas de réaliser les transmissions nécessaires (1/5^e et 1/10^e) ; mais les trois températures qu'il définissait (transmissions 1/10^e, 1/50^e, 1/100^e) étant comprises dans la graduation du pyromètre avec verre neutre de densité 1, c'est en interposant ce verre neutre que j'ai établi la graduation de la lampe tare.

(2) *Zts. f. Phys.*, 17 (1923), 1.

(3) MENDOUSSE. *Bull. Soc. Phys.* (1930), 43.

L'étalonnage des lampes à ruban de tungstène.

33. Il est facile d'étalonner une lampe à ruban de tungstène en températures de brillance pour une longueur d'onde donnée, au moyen du spectrophotomètre et du corps noir au point de fusion de l'or (20 et 30) ; mais ceci n'aurait d'intérêt en pyrométrie que si l'on connaissait exactement les longueurs d'ondes effectives des pyromètres destinés à être gradués sur ces lampes ; or la mesure ou le calcul de ces longueurs d'ondes sont très délicats, et d'autre part les résultats en sont incertains. Il semble donc que les lampes en elles mêmes ne constituent pas un moyen convenable pour matérialiser une échelle de température.

Il n'en est pas de même si l'on gradue la lampe par comparaison avec un pyromètre étalonné, et qu'on lui adjoigne les verres absorbants de ce pyromètre. Il est évident en effet que si ces verres (ou d'autres identiques comme matière et d'épaisseurs voisines) sont placés dans un autre pyromètre, celui-ci aura les mêmes longueurs d'ondes effectives que le premier, et en le comparant avec la lampe, on aura sa graduation exacte. Le système « lampe-verre rouge-verres neutres » constitue donc un moyen de matérialiser une échelle de température ⁽¹⁾.

Ce système présente cependant l'inconvénient d'être gradué par comparaison avec un pyromètre, lequel a déjà été gradué par comparaison avec le spectrophotomètre, et son utilisation demande encore la graduation d'un pyromètre. Toutes ces comparaisons diminuent naturellement la précision finale ; mais si cela reste toujours valable pour l'étalon-

(1) Il n'est pas nécessaire que les verres neutres soient exactement de la même densité que ceux du premier pyromètre, mais seulement de densités voisines, l'écart admissible pouvant être déduit de la figure 25 ; et même s'ils étaient d'épaisseurs très différentes, le calcul de la *correction* de longueur d'onde effective qui en résulterait pourrait être fait avec sécurité (31).

nage absolu, il semble n'en être pas de même pour l'étalonnage relatif qui, si l'on admet la légitimité des corrections du paragraphe 31, peut être fait directement sur le spectrophotomètre : on se bornerait ainsi à séparer l'étalonnage d'un pyromètre (30) en ses deux parties, en faisant confiance à la fidélité de la lampe ; effectivement cela réussit, d'après ce qui a été dit au chapitre III, tant qu'on ne dépasse pas $2\,000^{\circ}\text{K}$: mais ensuite la lampe ne supporterait pas sans s'user les mesures longues et répétées nécessaires avec le spectrophotomètre ; il y a donc intérêt à la graduer par comparaison avec un pyromètre déjà étalonné (appareil précis qui permettra de ne l'allumer que très peu de temps) et l'objection précédente reste entière.

Cependant, s'il s'agit de transporter l'échelle de température dans un autre laboratoire, il est bien évident que même si on le fait avec un pyromètre, on n'utilisera pas pour cela l'appareil précieux qui a été étalonné directement, on en graduera un autre par comparaison avec lui ; et dans ces conditions on peut montrer qu'au point de vue du nombre des comparaisons photométriques les lampes et les pyromètres sont tout à fait équivalents.

Conclusion : transport des échelles de température.

34. Il est certain que l'accord entre les échelles établies dans différents laboratoires est la meilleure garantie de leur exactitude. De telles comparaisons ont déjà été effectuées en Amérique et en Angleterre ⁽¹⁾.

Nous avons vu qu'il était possible d'employer dans ce but soit un pyromètre, soit un système lampe-verre rouge-verres neutres ; je voudrais maintenant comparer ces deux moyens, en utilisant ce qui a été dit dans ce chapitre : d'abord, au point de vue du nombre des mesures effectuées depuis la

(1) FORSYTHE [*Astroph. J.*, et *Nela Research Lab*, 1 (1925), 556].

création de l'échelle jusqu'à son utilisation à l'extérieur (la précision diminue lorsque ce nombre augmente), aucune différence; au point de vue de l'exactitude, aucune différence non plus, les deux moyens sont corrects; reste la fidélité: le pyromètre offre l'avantage que ses lampes ne sont jamais portées à haute température, grâce aux verres neutres, et que par suite elles ne risquent pas de se modifier: par contre il contient de multiples surfaces optiques altérables: objectif, verres neutres, ampoules des lampes tares; la lampe à ruban de tungstène, au contraire, ne contient qu'une surface de verre altérable; par contre elle présente l'inconvénient de ne pas supporter sans s'user des températures très élevées, 2 500° K par exemple.

L'usure des lampes à ruban de tungstène à haute température est inévitable. Au contraire les modifications des surfaces de verre semblent devenir négligeables (27) lorsque ces surfaces sont bien protégées en dehors des mesures. Cependant, il me semble que pour avoir une entière sécurité, on devrait utiliser pour transporter l'échelle un pyromètre à 3 lampes tares, et un groupe de 3 lampes à ruban de tungstène qui permettrait de vérifier la stabilité de l'objectif et tout au moins celle des verres de densité 1 et 2; les autres verres neutres (densité 3 et 4) ne pourraient être vérifiés directement, mais on aurait toujours la ressource de les comparer aux précédents (32); on peut même considérer cette comparaison, qui peut être effectuée avec une grande précision, comme suffisant à vérifier les verres neutres, et dans ce cas les 3 lampes à ruban de tungstène pourraient être utilisées seulement à la température 1 336° K, à laquelle elles sont bien stables, pour vérifier que la transmission de l'objectif n'a pas changé où, à la rigueur, pour mesurer ses variations et en tenir compte.

CHAPITRE V

PRODUCTION ET MESURE DES COURANTS

35. D'après les caractéristiques des lampes pyrométriques (18 et 25) il suffit d'une variation relative du courant égale à $1/10\,000^e$ pour produire une variation relative de 1 à $1,5/1\,000^e$ de la brillance d'une lampe portée à $1\,336^{\circ}\text{K}$; il en résulte que les erreurs dans la mesure des courants ne devront pas dépasser quelques cent-millièmes ; ces mesures devront cependant être rapides, car chaque détermination photométrique exige un assez grand nombre de lectures dont on prend la moyenne ; de plus il faudra pouvoir contrôler simultanément plusieurs courants de valeurs différentes (par exemple 4 lorsque l'on compare les unes aux autres les 3 lampes tares d'un pyromètre par pointé sur une lampe à ruban de tungstène) ; enfin il faudra, pour obtenir la précision indiquée, soumettre les appareils de mesure à des contrôles fréquents, ce qui conduit à réduire leur nombre autant que possible.

Mais pouvoir mesurer des courants à $1/100\,000^e$ ne servirait à rien, si ceux que l'on a à étudier ne sont pas physiquement définis avec une précision du même ordre ; problème délicat lorsqu'il s'agit de courants de 10 ampères par exemple produits par une f. e. m. de quelques volts. Aussi la mise au point des appareils électriques est-elle la difficulté la plus considérable que j'aie eu à surmonter ; les moyens que j'ai employés n'étant certainement pas nouveaux, je n'en donnerai cependant qu'une description rapide.

Production des courants électriques.

36. Batteries. — Pour obtenir des courants très constants (fours, et surtout lampes à ruban de tungstène) j'ai utilisé les batteries fixes de l'Institut de Physique (accus de 150 ampères-heures) qui sont munies de combinateurs perfectionnés. Pour un courant de 6 ampères (lampe à 1 336° K) j'utilisais jusqu'à 12 accus en parallèle, soit 1 800 ampères-heures. Malgré cela le courant baissait en général régulièrement, même au bout d'une heure, en partie à cause de la décharge des accus, en partie à cause de l'échauffement interminable des canalisations; souvent aussi il montait; cependant ces variations étaient tellement faibles et régulières (1 à 3 millièmes par heure, par exemple) qu'il suffisait, pour en tenir compte, de mesurer le courant après chaque lecture photométrique, et d'interpréter cette lecture en conséquence.

Les courants alimentant les sources tares sont réglés à chaque pointé photométrique, il suffit ensuite qu'ils n'aient pratiquement pas varié lorsque la lecture est exécutée, c'est-à-dire après cinq secondes environ; aussi des accus portatifs de 60 ampères-heures conviennent-ils déjà très bien, même pour la lampe à ruban de tungstène utilisée dans le troisième montage spectrophotométrique (14) et consommant quatre à cinq ampères.

37. Canalisations. — Les lignes de l'Institut n'ont donné lieu à aucune difficulté; leur résistance, de l'ordre de $5 \cdot 10^{-2}$ ohm, est loin d'être négligeable dans le cas des lampes à ruban de tungstène (résistance du circuit inférieure à 1 ohm); aussi dans certains cas fallait-il en mettre plusieurs en parallèle.

A l'intérieur du laboratoire, les connexions ont été faites avec des fils de cuivre de 2 à 4 mm. de diamètre dont la résistance est faible, et qui fournissent de bons contacts dans les bornes à trous de diamètre correspondant.

Des câbles souples étaient cependant très souvent nécessaires pour conserver une mobilité suffisante ; dans le cas des lampes à ruban de tungstène, on utilisait des câbles de 5 mm. de diamètre, parfois on en mettait deux en parallèle. Le problème des contacts m'a longtemps beaucoup embarrassé ; il faut que tous les fils du câble participent au transport du courant. La figure 29 montre une solution pratique.



Fig. 29.

Après avoir disposé les fils du câble en une ou deux couches autour de la tige de cuivre, et après les avoir ligaturés, il est facile de faire pénétrer la soudure partout où elle est nécessaire.

38. Interrupteurs et combineurs. — J'ai utilisé exclusivement les contacts entre le mercure et un métal amalgamé par une solution de nitrate mercurique ; ces contacts ont une résistance pratiquement nulle, et de plus permettent d'éviter toute f. e. m. parasite, aussi sont-ils souvent employés par les constructeurs d'appareils de mesure.

39. Rhéostats à variations discontinues. — Le problème des rhéostats est d'autant plus délicat que la résistance totale du circuit est plus faible (quelques dixièmes d'ohm dans certaines des expériences décrites ici). La fig. 30 en donne une solution : la résistance des fiches est inférieure à 10^{-4} ohms tant que leur surface est suffisamment rugueuse (si elles sont trop bien polies, les contacts deviennent difficiles, comme c'est le cas pour deux glaces entre lesquelles il est d'autant plus difficile de produire des franges qu'elles sont mieux travaillées). La division en fractions de valeurs relatives $1-2-4\dots 2^n$ est la plus simple pour obtenir tous les nombres entiers, elle permet aussi une répartition facile du

fil résistant (on le plie en deux, puis en quatre, etc.). Le réglage de la résistance à une valeur quelconque est achevé au moyen du dispositif de la figure 31.

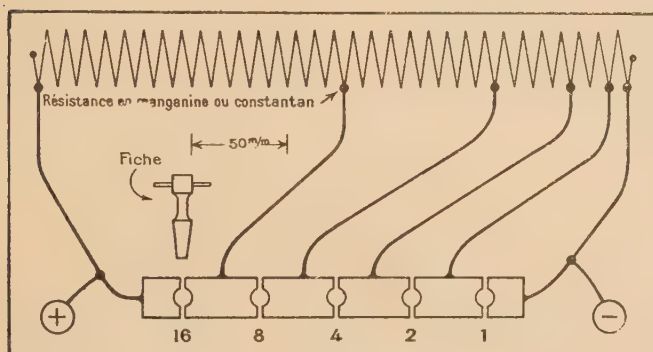


Fig. 30.

Rhéostat à fiches. — Dans le cas de courants compris entre 5 et 30 amp (lampes à ruban de tungstène) on utilise des bandes de section 10×1 mm, dont la résistance (constantan) est de $5 \cdot 10^{-2}$ ohm/mètre. Si l'on utilise 4 ou 5 bandes en parallèle, le rhéostat permet de régler des courants de 200 amp. (four à tube de carbone). — Pour des courants supérieurs il faudrait employer un autre système de fiches, celles-ci s'échauffant d'une manière gênante.



Figure 31.

Lorsqu'on déplace l'un des serre-fils, l'autre assure le passage du courant, de sorte que celui-ci ne subit que de très légères fluctuations.

40. Rhéostats à variation continue. — Pour exécuter les pointés photométriques (26) il faut faire varier très régulièrement le courant passant dans les lampes tares. Celles des

pyromètres ont une assez grande résistance (fig. 27) et dans ce cas on peut utiliser le dispositif de la figure 32 donnant une variation de résistance à peu près linéaire en fonction du déplacement du curseur; le contact de celui-ci avec le fil résistant est assez régulier si ce fil est très propre (on emploie un produit de nettoyage quelconque; on peut aussi mouiller le fil avec du pétrole, mais le résultat est moins parfait et moins durable); dans tous les cas, on ne peut placer un tel-

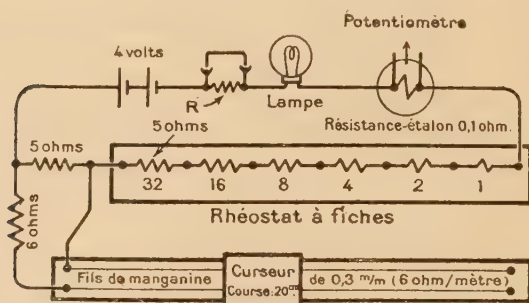


Figure 32.

Schéma de l'alimentation d'une lampe tare de pyromètre. R est la résistance additionnelle pour l'emploi de la méthode de contraste.

contact directement dans le circuit principal; par rapport au dispositif précédent, l'influence de ses irrégularités serait alors 6 à 7 fois plus grande et rendrait impossible un réglage précis.

Dans le cas de la lampe tare du spectrophotomètre (troisième montage), dont la résistance est environ 0,1 ohm pour un courant de 5 ampères, le dispositif précédent devient peu pratique. J'ai alors utilisé comme rhéostat un fil (ou une bande) de manganine ou de constantan, plié en U, amalgamé, et monté sur une crémaillère qui le fait plonger plus ou moins dans deux éprouvettes pleines de mercure. La résistance de départ est pratiquement nulle; en changeant le

fil résistant, on adapte immédiatement l'appareil au réglage de n'importe quel courant ; enfin le bouton de la crémaillère ne permet pas à la main de reconnaître le réglage de la résistance, comme c'est au contraire le cas avec un curseur. Aussi ce genre de rhéostat a-t-il été également employé pour les lampes tares de pyromètre, et alors en série avec un rhéostat du modèle à curseur ; en agissant à la fois sur les deux appareils on évite probablement toute erreur systématique par auto-suggestion.

Mesure des courants.

41. Les courants passant dans les lampes doivent être mesurés après chaque pointé photométrique ; il faut donc que les lectures soient à la fois rapides et précises, et exigent seulement le minimum d'attention, ce que j'ai obtenu en employant la méthode potentiométrique par déviation (déviation méthod). Le courant à mesurer passe dans une « résistance étalon » (current shunt, Normal Widerstand) R , et la tension RI aux bornes de cette résistance est opposée à la tension E donnée par le potentiomètre, tension qu'on ne cherche pas à rendre égale à RI ; le galvanomètre ne reste donc pas au zéro, et le spot se déplace de n divisions sur l'échelle. On a alors, en supposant la « déviation » n proportionnelle au courant galvanométrique i :

$$RI = E + S_E \times n$$

ou le coefficient S_E (constante galvanométrique) ne dépend, pour une installation donnée, que de la tension E choisie dans l'échelle du potentiomètre ; on le détermine une fois pour toutes, dans une expérience préliminaire, en cherchant la tension $E + e$ qui équilibre exactement RI (déviation nulle) on a alors : $S_E = e/n$; on s'arrange, naturellement, pour obtenir dans cette expérience préliminaire la déviation maximum que l'on se propose d'utiliser ensuite dans les

mesures, sinon le coefficient S_E ne serait pas connu avec une précision suffisante. En réalité, lorsque S_E varie peu avec E , il n'est même pas nécessaire d'équilibrer exactement RI , et il suffit de mesurer le déplacement du spot correspondant au passage de la tension E à la tension $E + e$; c'est le cas lorsque la résistance du galvanomètre est grande par rapport à celle du potentiomètre, entre les bornes où l'on obtient la tension E ; en particulier, dans mon installation, S_E et S_{E+e} différaient seulement de $1/10\,000^e$ de leur valeur, alors que la précision du $1/100\,000^e$ sur le courant correspondait à une précision de $1/500^e$ sur S_E ⁽¹⁾.

42. Potentiomètre. — A cause de la nécessité de soumettre les appareils à un contrôle constant (35), j'ai dû finalement renoncer à l'emploi d'un potentiomètre pour chaque courant à mesurer, et j'ai utilisé un seul potentiomètre simplifié à l'extrême, avec une seule pile étalon et un seul galvanomètre, un combinateur à mercure permettant d'exécuter rapidement les changements de connexion (fig. 33). L'échelle de ce potentiomètre est formée de 130 tensions réparties de 0,25 en 0,25 millivolts, et obtenues, comme dans une échelle géographique, par la combinaison des treize tensions de « l'échelle » avec les dix tensions du « talon »; elle s'étend seulement de 20 à 50 millivolts, ce qui complique le problème des résistances étalons (43) mais rend l'étalonnage du potentiomètre

⁽¹⁾ Dans la théorie des méthodes par déviation, on utilisera le théorème de la superposition des états d'équilibre [HELMHOLTZ, *Ann. der Phys.*, 89 (1853), 211-233 et 353-376; en particulier 222] qui a l'avantage de ne pas supposer les circuits linéaires comme on le fait d'ordinaire, et simplifie les calculs à l'extrême : *Si dans un circuit ou une portion de circuit, même très complexes, un système de courant $I_1, I_2 \dots$ et de f. e. m. $E_1, E_2 \dots$ est en équilibre, et si de même un second système ($I'_1 \dots E'_1 \dots$) est en équilibre, le système ($I_1 + I'_1 \dots E_1 + E'_1 \dots$) est aussi en équilibre.* — Les constructeurs ont employé la méthode de déviation pour obtenir des appareils plus précis que les ampèremètres, et aussi robustes (BROOKS [*Bur. St. Bull.*, 8 (1912), 395-444]).

beaucoup moins long (il y a avantage à répartir le travail d'étalonnage également sur le potentiomètre et les résistances étalons : de plus on peut alors opérer avec une seule sensibilité de galvanomètre : si 1 mm. de l'échelle (placée à 5 m. du galvanomètre) correspond à $1/20\,000^e$ du courant pour 20 millivolts, il correspondra pour 50 millivolts à $1/50\,000^e$, ce qui est encore acceptable. La valeur absolue de ces tensions est suffisamment petite pour que les erreurs dues à l'échauffement des résistances étalons soient négligeables :

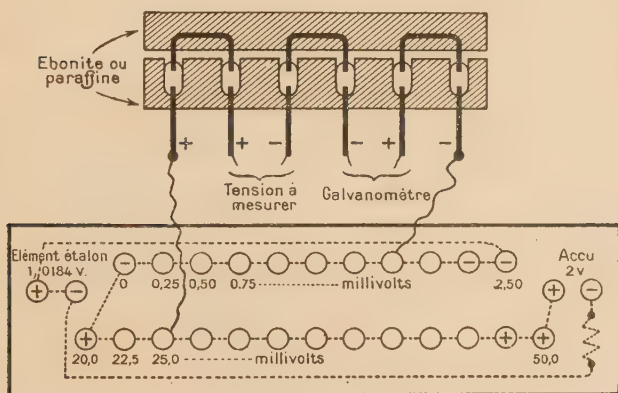


Figure 33.

Potentiomètre et combinateur à mercure. Courant potentiométrique 0,02 amp. La longueur du fil potentiométrique entre la borne 50 et la borne 2,5 est un peu plus de 5 mètres (manganine diam. 1 mm.). A chaque tension à mesurer, de même qu'à l'élément étalon, correspond une rangée de 6 trous du combinateur. En plaçant la barre supérieure sur une rangée donnée on mesure la tension correspondante : d'après le dessin $25 + 1,75 = 26,75$ millivolts, auxquels il faut ajouter ce qui résulte de l'indication du galvanomètre.

en effet l'énergie dépensée dans ces résistances est EI , donc proportionnelle à E qu'il faut prendre aussi petit que possible ; et cet échauffement est aussi proportionnel à I , donc

sensible pour les forts courants ; dans le cas des courants de 10 à 20 ampères passant dans les lampes à ruban de tungstène il n'aurait pas été commode d'utiliser une tension plus forte (43).

43. Résistances étalons. — J'ai utilisé des résistances construites par la maison Siemens, et spécialement prévues pour la mesure potentiométrique des courants. La manganine

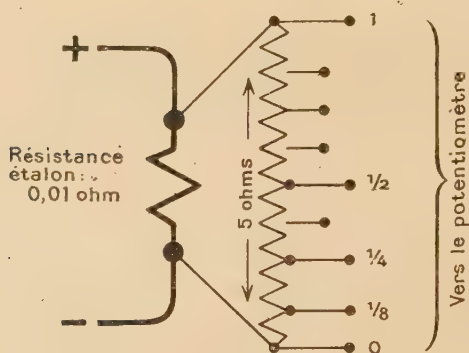


Fig. 34.

dont elles étaient faites avait un coefficient de température voisin de $5 \cdot 10^{-6}$, c'est-à-dire que la résistance variait de $1/200\,000^{\circ}$ de sa valeur par degré ; pour un courant de 20 ampères et une résistance de 0,01 ohm, l'élévation de température (proportionnelle au carré du courant) était d'environ 20° ; pour les courants des lampes à ruban de tungstène (fig. 17) la correction de température est donc négligeable ; il serait cependant désirable, pour obtenir une plus grande sécurité, d'utiliser le dispositif à circulation d'huile prévu par la maison Siemens. La stabilité des résistances était très grande, ainsi que j'ai pu l'établir en comparant un certain nombre à des intervalles de temps de plusieurs

années, comparaisons qui n'ont jamais indiqué de divergences dépassant notablement $1/10\ 000^{\circ}$.

L'échelle du potentiomètre s'étendant de 20 à 50 millivolts j'ai utilisé pour les lampes tares de pyromètre (0,2 à 0,4 amp.) une résistance étalon de 0,1 ohm, et pour les lampes à ruban de tungstène (2 à 20 amp.) une résistance de 0,01 ohm munie

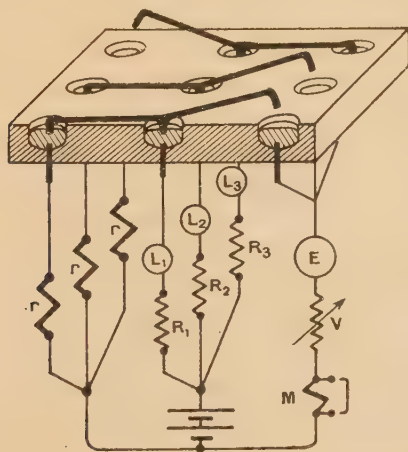


Figure 35.

Chacune des lampes $L_1L_2L_3$ possède son rhéostat de réglage ($R_1R_2R_3$) mais la même résistance étalon E , le même rhéostat à variations continues V et la même résistance additionnelle M (contraste) sert pour toutes les trois. Les interrupteurs permettent de diriger le courant soit dans le circuit précédent, soit dans un circuit de résistance équivalente r . Le contact s'établit d'un côté un peu avant d'être supprimé de l'autre, et d'autre part r est environ 20 fois plus faible que la résistance totale du circuit du milieu; par conséquent, même pendant le fonctionnement des interrupteurs, le régime des lampes ne varie pratiquement pas.

du dispositif de la figure 34. Ce dispositif est préférable à l'emploi de plusieurs résistances étalons de différentes valeurs, parce qu'il permet une comparaison très rapide des

diverses fractions (quelques minutes) pouvant être effectuée même au cours des mesures. La comparaison de résistances séparées exige au contraire un appareil auxiliaire (44).

Enfin le dispositif de la figure 35 permet d'utiliser une seule résistance de 0,1 ohm pour l'étude simultanée de plusieurs lampes tares de pyromètre (par substitution) et de même une seule résistance de 0,01 ohm pour plusieurs lampes à ruban de tungstène. Il reste donc seulement deux résistances étalons, et par suite on peut sans trop de travail exercer des contrôles relativement fréquents.

44. Etalonnage du potentiomètre et des résistances étalon.

— La comparaison entre elles des diverses tensions données par le potentiomètre peut être faite sans l'aide d'aucun autre appareil étalonné ; mais j'ai renoncé à cette méthode, car pour obtenir dans cet étalonnage la même précision que dans les mesures, il faudrait, ou bien employer un galvanomètre environ 10 fois plus sensible, ou augmenter dans le même rapport le courant potentiométrique, ce qui très probablement modifierait les valeurs relatives des tensions ; j'ai donc utilisé dans l'étalonnage du potentiomètre, comme dans celui des résistances, un appareil auxiliaire construit de façon à donner des tensions dont les valeurs relatives soient dans une large mesure indépendantes du courant qui y circule : c'est essentiellement un solénoïde très régulier (longueur 500 mm., diamètre 100 mm. environ), en manganine, bobiné sur un cadre d'axe horizontal, et portant 33 prises de contact (une tous les deux tours, les spires étant écartées de 8 millimètres). Le solénoïde est enfermé dans une boîte dont le couvercle en ébonite porte une rangée de 33 godets de mercure auxquels sont reliées les prises de contact. Etant donné la symétrie de cet appareil, j'ai cru légitime d'admettre que les rapports des tensions entre les différents godets restaient invariables pour des courants variant de 0 à 0,04 amp., ce dernier donnant aux extrémités une tension d'environ 1 volt

(celle d'une pile étalon); et la tension entre deux godets consécutifs étant alors de 32 millivolts, c'est-à-dire une de celles données par le potentiomètre (fig. 33). Dans ces conditions il est très facile de comparer les unes aux autres les 32 tensions (très peu différentes les unes des autres) entre godets consécutifs, ce qui donne les valeurs relatives de toutes les tensions fournies par l'appareil à mieux que $1/100.000^e$. En admettant, comme je l'ai fait, que ces valeurs relatives restent les mêmes lorsqu'on diminue le courant, on imagine facilement comment on peut graduer rapidement un potentiomètre avec cet appareil, ou comparer en général toutes tensions et résistances dont les valeurs relatives sont comprises entre 1 et 32.

45. Valeurs absolues des courants. — Dans le paragraphe précédent il est question seulement des valeurs relatives, que les appareils décrits mesurent avec une précision de l'ordre du $1/100.000^e$. Les valeurs absolues des courants doivent également être connues si l'on veut pouvoir utiliser dans d'autres laboratoires, et avec d'autres installations potentiométriques les lampes et pyromètres gradués dans un laboratoire donné. J'ai obtenu ces valeurs absolues en partant de celle d'une résistance étalon et de celle d'une pile étalon.

La résistance étalon avait été étalonnée à la « Reich-anstalt » avec une erreur possible certifiée inférieure à $1/10\,000^e$.

Si l'on tient compte de l'accord de cet étalonnage avec celui de résistances existant depuis longtemps au laboratoire, ainsi que de la précision notablement plus élevée avec laquelle est défini l'ohm international (ce qui résulte de travaux même déjà anciens) il est probable que l'erreur réelle était nettement inférieure à $1/10\,000^e$.

L'élément étalon, au cadmium, provenant des Ateliers Carpentier, a été comparé aux éléments étalons conservés à l'Institut de Physique de Strasbourg pour matérialiser l'unité

de f. e. m., et dont l'un a été construit et étudié au « Laboratoire Central d'Electricité » ; il est probable (4) qu'ici aussi l'erreur relative ne dépasse pas $1/10\,000^e$.

Il semble donc légitime de conclure que les courants intervenant dans la graduation des lampes et des pyromètres sont connus avec une précision de l'ordre de $1/10.000^e$, ce qui correspond à une erreur maximum de $0,1^0$ au point de fusion de l'or, ou environ $1/1\,000^e$ de la brillance mesurée.

CONCLUSION

En résumé les appareils décrits dans cet exposé définissent une échelle de températures dont la valeur peut être jugée d'après les éléments que voici :

En ce qui concerne les *erreurs accidentelles*, il semble que dans l'étalonnage d'un pyromètre sur le corps noir au point de fusion de l'or (étalonnage absolu) l'erreur maximum corresponde à $\pm 1,5/1\,000^{\circ}$ de la brillance (8); dans la graduation d'un pyromètre ou d'une lampe par comparaison avec le spectrophotomètre (étalonnage relatif) cette erreur correspondrait à $\pm 4/1\,000^{\circ}$ de la brillance (14) pour une seule comparaison donnant les températures comprises entre $1\,300$ et $1\,900^{\circ}$ K, une deuxième comparaison étant nécessaire pour obtenir les températures comprises entre $1\,900$ et $3\,200^{\circ}$ K (15); les pyromètres et lampes utilisés dans ces étalonnages définissent eux-mêmes les brillances avec une précision paraissant supérieure au millième (27). Il faut ajouter qu'une meilleure réalisation technique du spectrophotomètre augmenterait peut être la précision (11) et qu'en répétant les mesures on diminue sensiblement les incertitudes expérimentales (1).

Il m'est plus difficile de fournir des éléments relatifs à l'*exactitude* des résultats : 1^o la conception théorique des appareils peut présenter des défauts inaperçus ; 2^o on ne peut

(1) A la température T , une variation de brillance égale à $1/1\,000^{\circ}$ correspond à une variation de température égale à : $0,81 \left(\frac{T}{T_{Au}} \right)^2$ dixièmes de degré ($T_{Au} = 1\,336^{\circ}$ K).

éliminer, par des moyennes, l'influence des erreurs accidentelles que si l'on connaît très exactement les causes qui les produisent (comme c'est le cas, par exemple, pour les incertitudes photométriques); mais cela n'est pas possible en général (pièce mécanique se dérégulant dans un sens privilégié, échauffement des parties optiques au cours des mesures, etc.). C'est surtout à ce point de vue qu'il y a intérêt à répéter les expériences avec des montages de constructions différentes : ceux que j'ai étudiés (14) ont donné des divergences correspondant, au plus, à 5/1.000^e de la brillance, et largement explicables par les imperfections des premiers pyromètres (21). Enfin c'est également au point de vue de l'exactitude des résultats qu'il serait très important de comparer l'échelle de températures que j'ai obtenue avec celles qui ont été établies dans les laboratoires étrangers.

Le travail dont je viens d'exposer les résultats a été accompli au Laboratoire de Pyrométrie de la Fondation Edmond de Rothschild, grâce à une subvention de cette Fondation ; j'adresse à M. le Baron de Rothschild, ainsi qu'à Messieurs les Membres du Comité de la Fondation, l'expression de ma plus grande reconnaissance.

Je remercie M. Ribaud, Directeur du Laboratoire, pour les conseils qu'il m'a prodigués et les idées qu'il m'a suggérées.

Je remercie M. Fricker, mécanicien chef de l'Institut de Physique de Strasbourg, pour l'habileté et la patience avec lesquelles il a collaboré au perfectionnement de mes appareils.

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
SOMMAIRE.	I

INTRODUCTION

1. Définition de l'échelle légale des températures . . .	3
--	---

CHAPITRE PREMIER

LE CORPS NOIR AU POINT DE FUSION DE L'OR

2. Historique.	5
Essais suivant la méthode du fil	6
3. Caractéristiques du premier corps noir	6
4. Etude de la fusion d'un fil d'or entre les branches d'un couple	8
5. Etalonnage d'un pyromètre optique au point de fusion de l'or.	11
6. Deuxième corps noir pour la méthode du fil . . .	13
Essais suivant la méthode du bain.	16
7. Description de l'appareil	16
8. Etalonnage d'un pyromètre par la méthode du bain	18
Conclusions.	21

CHAPITRE II

LE SPECTROPHOTOMÈTRE

10. Historique	22
Spectroscopie. Dispositif photométrique. Source tare . .	25
11. Longueur d'onde effective d'un monochromateur à prisme	25
12. Champ et clarté.	32
13. Divers systèmes déjà proposés	37
14. Essais avec différents montages.	41
Le secteur tournant	47

CHAPITRE III

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA PRÉCISION

	Pages
16. Position du problème	50
Lampes à ruban de tungstène	51
18. Caractéristiques des lampes à ruban de tungstène.	51
19. Définition des conditions de visée	55
20. Comparaisons effectuées avec une lampe	57
Le pyromètre à coin	59
21. Caractéristiques.	59
22. Comparaisons effectuées avec ce pyromètre à coin	60
Le pyromètre à courant variable	61
24. Partie optique	62
25. Lampes tares	67
26. Méthode photométrique	69
27. Comparaisons effectuées avec le pyromètre à courant variable,	70
Conclusion	72

CHAPITRE IV

ÉTALONNAGE DES PYROMÈTRES ET DES LAMPES

Étalonnage des pyromètres	74
30. Comparaison avec le spectrophotomètre et le corps noir au point de fusion de l'or	74
31. Emploi de sources non noires	78
32. Interpolation.	82
Étalonnage des lampes à ruban de tungstène	87
Conclusion : transport des échelles de températures	88

CHAPITRE V

PRODUCTION ET MESURE DES COURANTS

35. Précision nécessaire	90
Production des courants électriques	91
36. Batteries	91
37. Canalisations	91
38. Interrupteurs et combineurs	92
39. Rhéostats à variations discontinues.	92
40. Rhéostats à variation continue	93

Mesure des courants	Pages
41. Principe de la méthode	95
42. Potentiomètre	95
43. Résistances étalons	96
44. Etalonnage du potentiomètre et des résistances étalons	98
45. Valeurs absolues des courants	100
	101

CONCLUSION

Précision de l'échelle réalisée	103
---	-----

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Etude du carbone trivalent
chez le triphénylméthyle et les carbures
du même type.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 17 Mars 1931.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
CH. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,
S. CHARLÉTY.

